Oberlin College Library
JAN 5 1924

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird nummernweis für Goldmark 1.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis 9 schweiz. Frcs. vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.15, Beilagen mit Goldmark M. 6.— für je Tausend berechnet.

Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

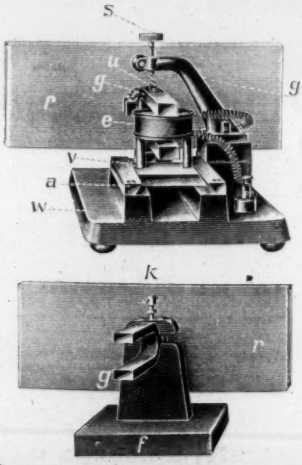
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 19. Leipzig, 1. Oktober 1923. 24. Jahrgang.

No. 647.
Printed in Germany.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn

München.



Stimmgabeln

mit Resonanzkasten
und elektrischer Erregung
zum Resonanzversuche in
größeren Räumen.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate kostenlos.

Mit einer Beilage von Gebrüder Borntraeger in Berlin, betreffend: Schoenflies, Theorie der Kristallstruktur.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

	Seite
Amaldi, U. u. T. Levi Civita, Lezioni di Meccanica Razionale. (B.)	427
Atombau: Die spektroskopische Erforschung des —, v. F. Paschen	401
Atomtheorie: Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren —, v. P. Pringsheim. (B.)	427
Debye, P. u. E. Hückel, Zur Theorie der Elektrolyte. II. Berichtigung	428
Elektrolyte: Zur Theorie der — II., v. P. Debye u. E. Hückel. Berichtigung	428
Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie, v. P. Pringsheim. (B.)	427
Hertz: Die Versuche von — und die drahtlose Telegraphie, v. J. Zenneck	420
Hückel, E. u. P. Debye, Zur Theorie der Elektrolyte. II. Berichtigung	428
Kanalstrahlen: Über —, v. W. Wien	415
Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen. (B.)	426
Levi-Civita, T. u. U. Amaldi, Lezioni di Meccanica Razionale. (B.)	427
Meccanica: Lezioni di — Razionale, v. T. Levi-Civita u. U. Amaldi. (B.)	427
Paschen, P., Die spektroskopische Erforschung des Atombaues	401
Phosphoreszenz: Fluoreszenz und — im Lichte der neueren Atomtheorie, v. P. Pringsheim. (B.)	427
Photometrische Registrierungen: Übernahme von — durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt. (T.)	428
Physikalisch-chemische Tabellen, v. Landolt-Börnstein. (B.)	426
Polanyi, M., Strukturbestimmung mit Hilfe von Röntgenstrahlen	407
Preisausschreiben betr. Auslandsspende für jüngere Göttinger Physiker. (T.)	428
Pringsheim, P., Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. (B.)	427
Röntgenstrahlen: Strukturbestimmung mit Hilfe v. —, v. M. Polanyi	407
Strukturbestimmung mit Hilfe von Röntgenstrahlen, v. M. Polanyi	407
Telegraphie: Die Versuche von Hertz und die drahtlose —, v. J. Zenneck	420
Wien, W., Über Kanalstrahlen	415
Zenneck, J., Die Versuche von Hertz und die drahtlose Telegraphie	420

Wir suchen zu kaufen

Physikalische Zeitschrift

komplette Exemplare, Serien und eventuell auch Einzelbände und

zahlen höchste Preise.

Wir sind auch jederzeit Käufer aller technischen und naturwissenschaftlichen Zeitschriften sowie von Einzelwerken von Wert auf allen Gebieten.

Angebote (möglichst mit Preisforderungen) erbittet

K. F. Koehlers Antiquarium, **Leipzig,** Täubchenweg 19.

Verlangen Sie unsere Kataloge „Neuerwerbungen" unter Angabe Ihrer Wissensgebiete!

Ankauf ganzer Bibliotheken!

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 1. Oktober 1923. Redaktionsschluß für No. 21 am 10. Oktober 1923. 24. Jahrgang.

INHALT:

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Bonn vom 16.—22. September 1923:

F. Paschen, Die spektroskopische Erforschung des Atombaues. S. 401.

M. Polanyi, Strukturbestimmung mit Hilfe von Röntgenstrahlen. S. 407.

W. Wien, Über Kanalstrahlen. S. 415.

J. Zenneck, Die Versuche von Hertz und die drahtlose Telegraphie. S. 420.

Besprechungen:

Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen. S. 426.

P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. S. 427.

T. Levi Civita u. U. Amaldi, Lezioni di Meccanica Razionale. S. 427.

Berichtigung. S. 428.

Tagesereignisse. S. 428.

Personalien. S. 428.

Gesuche. S. 428.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN BONN VOM 16.—22. SEPTEMBER 1923.

F. Paschen (Tübingen), Die spektroskopische Erforschung des Atombaues.

Es war ursprünglich meine Absicht, etwas über die experimentellen Untersuchungsmethoden zu sagen, welche heute von den Serienforschern angewendet werden. Als ich mir das überlegte, stellte sich aber heraus, daß die Fortschritte da nicht so bedeutend sind, wie man bei oberflächlicher Betrachtung der Literatur meinen könnte. Die grundlegenden Arbeiten dieser Art sind die von Kayser und Runge nach den noch älteren von Liveing und Dewar, Hartley und Cornu. Denn wenn man die neueren Arbeiten liest, oder die Laboratorien besieht, in denen Serienforschung getrieben wird, z. B. die von A. Fowler oder von F. A. Saunders, so finden sich da wieder die von Kayser und Runge benutzten feineren Spektralanordnungen, Gitter verschiedener Auflösung und Lichtstärke, um die Wellenlängen so genau festzulegen, wie sie in jedem Einzelfalle bestimmt werden können. Außerdem sind meistens noch lichtstarke Prismenapparate geringerer Dispersion in Gebrauch, welche Kayser und Runge im allgemeinen noch nicht verwandten, welche aber für die eigentliche Serienforschung besonders wegen der punktförmigen Linienabbildung sehr nützlich sind.

Man sieht weiter Anordnungen zur Lichterzeugung, die wohl etwas komplizierter scheinen, aber doch nicht so wesentlich verschieden sind von den Lichtbögen und Funken Kayser und Runges. Und wenn man mit diesen Gelehrten spricht, so hört man dieselben Freuden und Leiden schildern, welche ich als Assistent in Kaysers Laboratorium mit erleben durfte und später als Runges Mitarbeiter so oft erfuhr. Entsprechend fortgeschrittener Technik dringt man heute weiter ins Ultrarot und dank den bewundernswerten Entdeckungen Schumanns, Lymans und Millikans sehr weit ins Ultraviolett vor. Das ist wichtig, aber doch meistens nicht vital. Weiter benutzt man heute zur feineren Lichterzeugung Vakuumentladungen, Geißlerröhren verschiedener Art, Vakuumbögen, ja Vakuumfunken. Das ist schon wichtiger. Denn ein Serienerfolg hängt durchaus von der glücklichen Anordnung der Lichtquelle ab. Ferner sind die Intensitäten solcher Vakuumlichter meist konstant, wenn sie durch konstante Ströme erzeugt werden. Das ist für bolometrische Untersuchungen sehr wichtig. Lymans Erfolge weiter waren durch Vakuumlichtquellen bedingt. Für die allgemeine Serienanalyse ist der Vakuumlichtbogen schon deshalb so wichtig, weil man mit ihm Metallbögen wie *Zn*, *Cd*, *Hg*-Bögen in großer Reinheit erzeugen kann. Ohne diese wäre die weitgehende Analyse dieser Spektren wohl nicht gelungen. Die bewundernswerten Erfolge von Saunders in der Analyse der Einfach-Liniensysteme im Bogenspektrum von *Ca*, *Sr*, *Ba* sind durch Vakuumlichtbögen großer Reinheit und Lichtstärke erzielt, ebenso die wichtige Analyse des Funkenspektrums MgII durch A. Fowler vermittelst Vakuumfunken.

Dazu kommen heute Methoden, die, zunächst empirisch heraus gearbeitet, durch die Entdeckungen von J. Franck über den Stoß der Elektronen und dadurch erzielte Ionisierung und Resonanz verständlich werden, und die im Falle des Aluminiums zur Scheidung der verschiedenen Spektra des gleichen Atoms geführt haben. Früher schon hatte Lockyer durch ähnliche Versuche im Falle des Siliziums und der Kohle verschiedenartige Spektra hervorgebracht, die, wie Fowler[1]) jetzt im Anschluß an Aluminium

1) A. Fowler, Proc. Roy. Soc. A. 103, 413, 1923.

nachweist, eben die Spektra der verschiedenen Ionisierungsstufen des gleichen Atoms vorstellen.

Die theoretische oder besser die ordnende Tätigkeit des experimentellen Spektroskopikers ist zwar scheinbar weit vorgeschritten. Indessen ist es doch nur die Sprache, die sich geändert hat, oder der Umschlag, in den man den Tatsachenbericht einbindet. Was man heute macht, ist im Grunde dasselbe, was Kayser und Runge oder Rydberg zuerst durchgeführt haben, und was man auch heute erst lernen muß, will man irgendeinen Erfolg erzielen. Das Wesentliche ist der Nachweis der Serie. Man kann sie finden wie Liveing und Dewar oder Cornu. Man kann sie besser beweisen, wie es nach Balmers Vorgang Kayser und Runge machten. Damit sind die Tatsachen erledigt. Nun beginnt die Spekulation, die wieder ähnlicher Art ist wie bei Rydberg oder Kayser und Runge, nur daß die heutigen Bilder bessere Arbeitshypothesen darstellen. Es ist da das Kombinationsprinzip im Anschluß an die formale Darstellung der Rydbergschen Serienformel von Walther Ritz entdeckt. Durch dieses wurde es klar, daß die sogenannten Terme und ihre Folgen das Wesentliche in den Spektralgesetzen vorstellen. Die Verbindungen der Termfolgen untereinander sind empirisch und jetzt durch N. Bohr und Sommerfeld theoretisch erkannt. N. Bohr hat den letzten Schritt getan, indem er lehrt, wie die Terme Energieniveaus gewisser stationärer Atomzustände sind, die bei der Einfangung des Elektrons durch einen Kern vorkommen, und indem er in einfacher Weise aus den Spektren den Aufbau der Atome aus Kernen und herumkreisenden Elektronen abliest.

Die Hoffnung, welche Kayser und Runge oder Rydberg beseelte, und sie zu ihren großartigen Forschungen anregte, scheint heute erfüllt. Wir kennen den Mechanismus der Lichterzeugung und wir leben noch in der Zeit, wo wir kaum die Möglichkeit des Zweifels an der prinzipiellen Richtigkeit der Bohrschen Vorstellungen annehmen möchten.

Einige Fragen von Wichtigkeit für die praktische Spektroskopie.

I. Das Kombinationsprinzip.

Nach der wohl restlosen Deutung des Wasserstoffspektrums und allgemein der Spektra der Einfangung des ersten Elektrons durch einen beliebig geladenen Kern, welche N. Bohr gegeben, und nach der Deutung der relativistischen Feinstruktur der Linien dieser Spektra, welche A. Sommerfeld fand, sind diese beiden Forscher auch an die Analyse der übrigen Spektra herangetreten. Eine Theorie in gewöhnlichem Sinne konnte dabei nicht entwickelt werden. Aber es sind eine Reihe von Aussagen da, welche aus allgemeinen Prinzipien erschlossen sind, indem das Beobachtungsmaterial nach diesen betrachtet wurde. Eine solche Aussage betrifft das Kombinationsprinzip.

Beim Wasserstoff gibt es nur eine einzige Termfolge. $\nu = N/m^2$ $m = 1, 2, 3 \ldots \infty$. Es existieren Linien, die allen möglichen Differenzen zweier dieser Terme entsprechen. Es ist nach Bohr eine Zentralbewegung mit einem Periodizitätsgrad. Dann müssen nach dem Korrespondenzprinzipe alle möglichen Übergänge zwischen 2 Bahnen Strahlung geben.

Bei den Spektren der anderen Atome treten verschiedene Termfolgen auf, die s-Termfolge, p-Termfolge usw. Die Gesamtheit dieser Termfolgen würde der einen des Wasserstoffes entsprechen. Nach dem allgemeinen Kombinationsprinzip von Ritz würden sich alle diese Terme untereinander kombinieren. In der Tat konnte Ritz Beispiele für die verschiedensten Arten der Kombinationen finden und gerade dadurch die allgemeine Gültigkeit seines Prinzips nachweisen. Aber die tatsächlich gewöhnlich auftretenden Kombinationen sind launenhaft, wie es aus einer Zusammenstellung von Konen in seinem Buche hervorgeht. Hier nun setzt die Theorie ein: zunächst von Sommerfeld, dann von Bohr. Eine einzige Termfolge läßt sich verstehen, wenn man eine Zentralbewegung mit nur einer Periode zugrunde legt und nur die große Ellipsenachse quantenmäßig variieren läßt. Die dafür nötige Quantenzahl n heißt die Hauptquantenzahl. Sie bestimmt die Energie des Elektrons in der Zentralbahn bei verschiedener Größe der Achse. Diese Quantenzahl kann bei Kombinationen beliebige Änderungen erfahren, wie bei der Wasserstoffolge. Wenn verschiedene Termfolgen da sind, liegt eine zweite Periodizität vor. Die hierfür verantwortliche Variabele ist die Flächenkonstante der Ellipsenbahnen oder das Impulsmoment des Elektrons. Die dafür maßgebende Quantenzahl heißt nach Sommerfeld die azimutale, nach Bohr die Nebenquantenzahl k. Durch sie wird der Parameter der Bahn in derselben Weise bestimmt wie durch n die große Achse. Die korrespondierende Bewegung der klassischen Mechanik wäre eine Rotation der Zentralbahn in ihrer Ebene. Die Zahl k ist höchstens gleich n. Wir haben also n_k-Bahnen des Elektrons.

$k = 1, 2, 3 \ldots$ entsprechen
| | |
den s- p- d- . . . Termen.

Die Frage, welche Terme bei regelmäßigem

Leuchten kombinieren, wurde von Sommerfeld nach dem von Rubinowicz gegebenen Prinzip der Erhaltung des Impulsmomentes bei der Übertragung der Atombewegung auf den Äther, behandelt. Aber Bohr zeigt, daß man sie richtiger durch das Korrespondenzprinzip entscheidet. Er vergleicht die mechanische Bedingung für die Bewegung mit zweifacher Periodizität entsprechend einer rotierenden Ellipsenbahn mit den Quantenbedingungen und folgert, daß bei den Kombinationen die Quantenzahl k um eine Einheit geändert wird, nicht um 0, wie es nach Sommerfeld nicht unmöglich wäre, und nicht um mehr als 1.

Elektrische Kräfte affizieren die so festgelegte Regelmäßigkeit: 1. Sie ändern die Energieniveaus, die durch die Zahlen n und k festgelegt sind, um so mehr, je weniger ausgesprochen der mit k korrespondierende Periodizitätsgrad ist, je wasserstoffähnlicher also die Bahn ist, 2. führen sie zu neuen verwickelten Schwingungungsperioden und nach dem Korrespondenzprinzip dadurch zu einer Durchbrechung der Auswahlregel. Es kombinieren dann auch Terme, deren k sich nicht ändert, was Summations- oder Differenzlinien ergibt, oder für welche k um mehr als eine Einheit geändert wird. Diese erzwungenen Kombinationen treten um so leichter auf, je wasserstoffähnlicher die Terme sind. Die Feldstärke muß um so höher sein, je weiter der Quantensprung von + 1 verschieden ist. Sie haben nach 1. eine mit der Feldstärke variabele Schwingungszahl.

Diese rein theoretische Aussage kann heute am vorliegenden Beobachtungsmateriale geprüft werden. Sie ist in allen Punkten bestätigt.

Erstens: Die früher bekannten Serien waren:

I.	H.S.	$1_1 - n_2\, n = 2,3 \ldots$	$1s - mp$
II.	II. N.S.	$2_2 - n_1\, n = 3,4 \ldots$	$2p - ms$
III.	I. N.S.	$2_2 - n_2\, n = 3,4 \ldots$	$2p - md$
IV.	B.S.	$3_3 - n_1\, n = 4,5 \ldots$	$3d - mf.$

Für die Folgen n_1 und n_2 also war schon immer die Existenz der beiden Kombinationen bekannt, bei denen k sich um + 1 oder − 1 ändert. Daß auch $k = 3$ und $k = 2$ dieselben beiden Serien gibt, ist durch die Einfachlinien-Serien der Bogenspektra von *Ca*, *Sr*, *Ba* nach Saunders und durch die Funkenspektra des Aluminiums klar geworden. Es gibt auch hier die Serien $3_3 - n_2\, n = 3, 4 \ldots$, welche früher bei den Alkalien nur mit der stärksten Linie beobachtet waren und nicht erkannt wurden, weil sie im Ultrarot liegen. Ebenso steht der Bergmann-Serie diejenige $n_1' - n_3\, n = 4, 5 \ldots$ gegenüber. Wir dürfen allgemein als durch die Erfahrung bestätigt annehmen die Existenz der Serien $n_k - n'_{k+1}$ sowohl wie $n_k - n'_{k-1}$ in voller Übereinstimmung mit dem Auswahlprinzip.

In elektrischen Feldern treten neu und nur in der Region des Feldes auf die Linien $n_2 - n'_2$ nach Stark und Liebert im Helium- und Lithiumspektrum. Aber daneben kann man nach Tschulanowsky[1]) beweisen die Kombination $n_2 - n'_1$. (Fig. 1.) In diesen Fällen

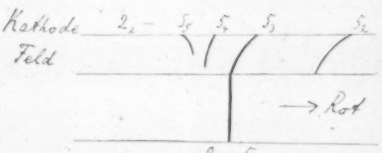


Fig. 1.

ist von den verbotenen Linien nichts oder sehr wenig zu sehen im feldlosen Raum, von dem man ferner nicht behaupten kann, daß er völlig feldfrei ist. Auch die Kombinationen $2_1 - n_1$, $2_1 - n_3$ waren schon von Starck angegeben. Nach Bohr ist in seinem Laboratorium eine Untersuchung über den Stark-Effekt an dem *Hg* I-Spektrum ausgeführt, welche dies bestätigt und Polarisationen der neuen Linien zeigt. Diese Arbeit von H. M. Hansen, T. Takamine und Sven Werner[2]) zeigt in überzeugender Weise, daß die verbotenen Kombinationen nur im Feld da sind, und zwar mit wachsendem Felde in der oben gezeigten Reihenfolge. Es konnten die serientheoretisch noch nicht bekannten Terme $k = 5$ und 6 mit Sicherheit aus den Kombinationen $2p_i - nf'$, $2p_i - nf''$ erkannt und berechnet werden. Dasselbe folgt aus einer von mir angeregten Untersuchung, welche Hr. H. Schüler am *Zn* I-Spektrum vorgenommen hat. Dort liegen die Verhältnisse wie in der Fig. und es sind sehr interessante Polarisationsverhältnisse für die 3 verschiedenen p_i-Komponenten beobachtet, welche völlig mit Bohrs Überlegungen übereinstimmen. Wir dürfen hiernach annehmen, daß in Übereinstimmung mit dem Korrespondenzprinzip bei den Wasserstofflinien allein richtige elektrische Aufspaltungen eintreten, welche durch Epsteins Theorie zuerst richtig beschrie-

1) W. Tschulanowsky, Zeitschr. f. Phys. **16**, 300, 1923.

2) Det kgl. Danske Videnskabernes Selskab. Matem.-fisiske Meddelelser V. 3.

ben wurden, daß dagegen in den anderen Spektren jede Kombination hauptsächlich Störungen durch das Feld erleidet, durch welche die Schwingungszahl geändert wird, und daß die weitere Wirkung des Feldes darin besteht, neue Kombinationen hervorzurufen, welche ohne Feld verboten sind. Weitere Einzelheiten über Polarisation und Stärke der Linien werden bald bereit stehen. Ob außer den verbotenen Kombinationen und den Verschiebungen noch ein Aufspaltungseffekt wie beim Wasserstoff entsprechend einer eigentlichen elektrischen Quantelung da ist, ist noch nicht entschieden. Man weiß nur, daß die Verschiebungen zunächst dem Quadrat der Feldstärke proportional sind, für höhere Felder aber insofern Wasserstoff ähnlicher werden, als sie einer Proportionalität mit der Feldstärke zustreben.

II. Größe der Terme, Eigenschaften der Termfolgen.

Eine zweite Frage, welche sehr wichtig ist, betrifft die Größe der Termwerte relativ zur Größe des Wasserstoffterms der gleichen Hauptquantenzahl n. Eine weit vom Kernsystem entfernte Bahn muß nahe gleich der Wasserstoffbahn sein, ein n_k-Term mit hohen Werten n oder k muß also nahe gleich N/n^2 sein, wenn das Kernsystem sein letztes und gleich Z^2N/n^2, wenn es das erste der Z letzten Elektronen einfängt. Dies ist erfüllt, wenn man auch bisher nur die Annäherung an diesen Wert feststellen konnte, weil man noch nicht zu sehr hohen Werten der Quantenzahlen kam. Für eine nicht ∞ weit entfernte Bahn muß eine Abweichung vom Wasserstoffwert in dem Sinne vorhanden sein, daß die Ladung der bereits eingefangenen Elektronen nicht im Kern vereinigt erscheint, daß also die Kernladung nicht völlig abgeschirmt ist. D. h. die Abweichung muß in dem Sinne sein, daß der Termwert größer ist als der zu vergleichende Wasserstoffterm. Bohr führt diese Vergrößerung zurück auf eine Art Polarisierung des Kernsystems durch die elektrischen Kräfte des äußeren Elektrons. Es kommt das wohl auf das gleiche heraus. Auch dies ist im allgemeinen erfüllt. Die einzige Ausnahme ist die P-Folge des Parheliums, deren Werte kleiner sind. Dieser Fall, der nach Landé und Bohr den besonderen Verhältnissen dieses Falles entsprechen dürfte, kann außer Betracht bleiben.

Unter den Termreihen ist die s-Reihe, und in geringem Maße auch die p-Reihe noch dadurch ausgezeichnet, daß ihre Werte nicht mit großem n dem Wasserstoffwerte gleichen n genähert werden, sondern erheblich abweichenden Werten asymptotisch zustreben. Dies liegt nach Schrödinger und Bohr daran, daß diese Bahnen tief ins System der gebundenen Elektronen eintauchen und daß z. B. die n_1-Bahnen im Perihel sogar in noch größerer Kernnähe verlaufen als die gebundenen 1_1-Bahnen. Auf diesen Teil der Bahn wirkt dann die volle Kernladung und ändert die Ellipsenbahn radikal. Im Inneren kann nach Bohr eine Schleife entstehen, deren Gestalt und Energie nahe unabhängig von n ist. Die äußere Bahn ist kleiner, als die Wasserstoffbahn gleichen Wertes n und vergrößert ihre Radien nahe proportional n^2. Beide Bahnstücke, besonders aber die innere, unterliegen einer bedeutend größeren Bindungskraft als die entsprechende Wasserstoffbahn. Die 3_1-Bahn des Natriums I z. B. hat eine „effektive" Quantenzahl 1,63 etwa, d. h. sie wird so stark gebunden wie eine Wasserstoffbahn dieser Quantenzahl. Es ist also eine Differenz von 1,37 gegen die wahre Quantenzahl 3 vorhanden. Die 10_1-Bahn dieser Folge hat effektiv 8,66, also die Differenz 1,34. In der praktischen Serienforschung hat man die 3_1-Bahn des Natriums I als einen 1,5s-Term oder 1s- oder auch wohl 2s-Term bezeichnet. Man sollte, wenn man für die Bezeichnung des Terms die effektive Quantenzahl beibehalten will, diesen Term als einen 1,63s-Term bezeichnen, aber die Angabe der wahren Quantenzahlen durch die Bezeichnung der 3_1-Bahn nicht unterlassen.

Aus diesen allgemeinen Eigenschaften folgen einige praktisch wertvolle Regeln, die zum Teil in einer Abhandlung von E. Fues[1]) schon angedeutet sind.

Bei einer s-Folge und einer p-Folge weicht stets der Term des Anfangsgliedes am meisten vom analogen Wasserstoffterm ab. Die Abweichung der höheren Termwerte wird kleiner. Oben ist dies für die s-Folge des NaI zahlenmäßig gezeigt. Ebenso verhalten sich alle s- und p-Folgen.

Zum Nachweis einer Serie bedient man sich einer Tabelle der Werte $\frac{N}{(m+a)^2}$.

Der Verlauf der verschiedenen Serien ist der der Figur.

Die Annäherung an den Wasserstoffterm bei höheren Zahlen der s-Folge rührt hauptsächlich von den äußeren Bahnschleifen her, die größer werden, womit die Bindungsstärke in diesem Teil der Bahn Wasserstoff ähnlicher wird.

Der umgekehrte Verlauf bei den Termen $k > 2$, welche nicht ins Kernsystem eindringenden Bahnen entsprechen, ist wohl so zu deu-

1) E. Fues, Zeitschr. f. Phys. II, 364, 1922.

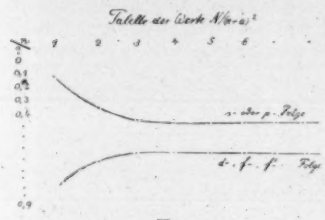


Fig. 2.

ten, daß die 3_3-Bahn z. B. von der 4_3-, 5_3 ... Bahn dadurch unterschieden ist, daß letztere in ihren Perihelen dem Kernsystem näher liegen bzw. sogar beginnen, dieses zu berühren oder zu schneiden. Es entsteht dann für diesen Teil der Bahn eine erhebliche Verstärkung der Bindung, welche, da die Perihelstücke bald keine weitere Annäherung ans Zentrum erfahren, mit wachsendem n asymptotisch einem Grenzwert zustrebt.

Diese Verhältnisse haben in neuerer Zeit dadurch eine Beleuchtung erfahren, daß es gelungen ist, die Spektra der Einfangung eines bestimmten, nämlich des 11. Elektrons bei verschiedener Kernladung zu analysieren. Es ist bekannt bei der Kernladung 11 (NaI), 12 ($MgII$), 13 ($AlIII$), 14 ($SiIV$). Man kann die Energiewerte entsprechender Bahnen unter sich und mit der analogen Wasserstoffbahn vergleichen, wenn man die durch Z^2 dividierten Termwerte vergleicht, wo Z die gesamte Ladung des Kernsystems ist. Hier unterscheiden sich die s- und p-Bahnen wieder von den anderen Bahnen, indem die Termwerte gleichen Wertes n von NaI zu $SiIV$ abnehmen, während es bei den übrigen Termfolgen umgekehrt ist. Im ersten Fall wird der Unterschied der Bindung inner- und außerhalb des Kernsystems geringer, so daß die Energie sich der der entsprechenden Wasserstoffbahn nähern muß. Im zweiten Falle rückt die Bahn mit wachsender Kernladung an das Kernsystem heran und erfährt dadurch eine vermehrte Bindung. Die Energie entfernt sich von der der Wasserstoffbahn. Im ersten Falle entsteht eine schöne Prüfung für die Richtigkeit der von Bohr überlegten Werte der Hauptquantenzahl der s- und p-Bahn. Nach Bohr muß die s-Grundbahn des NaI eine 3_1-Bahn sein, weil die 1_1-Bahnen und die 2_1-Bahnen bereits im Kernsystem durch gebundene Elektronen besetzt sind und keinen Zuwachs vertragen. In der Tat nähern sich bei der Einfangung des 11. Elektrons die gefundenen Termwerte mit wachsender Kernladung dem Werte $N/3^2$ und haben den Wert $N/2^2$ unterschritten (von $AlIII$ an).

Dieses Beispiel lehrt weiter sehr eindringlich die Richtigkeit und Fruchtbarkeit des Bildes, vermittelst dessen Bohr die Spektra höherer Atomnummer zur Analyse des Atombaues verwendet hat. Ein z-fach positiv geladener Kern bindet sukzessive z-Elektronen. Die Einfangung eines beliebigen dieser Elektronen, z. B. des $m$ten, ist durch ein Spektrum gegeben, welches bei allen Kernladungen ähnlich bleibt. Wir haben es vor uns im Bogenspektrum des Elementes der Nummer m oder im Funkenspektrum des Elementes der Nummer $m+1$. Dieses Bild führte Bohr 1913 zur richtigen Deutung der von Fowler entdeckten Serien, welche Fowler im Anschluß an Rydberg und Ritz noch dem Wasserstoff zuschrieb, und welche nach Bohr ein Bild der Einfangung des ersten Elektrons durch einen Heliumkern sind. Auf Grund dieses Bildes konnte dann Fowler das I. Funkenspektrum des Mg, welches er recht vollständig herausgearbeitet hatte, in richtiger Weise deuten, die Serien, z. B. der Rydberg-Konstanten $4N$, zu ordnen, wie es übrigens empirisch von E. Lorenser[1]) für die Funkenspektra der Erdalkalien schon gefunden war, ehe Bohrs Theorie vorlag. Eine spezielle Aussage dieses Bildes wäre der Kossel-Sommerfeldsche Verschiebungssatz für ein Bogen- und das entsprechende Funkenspektrum. Nur in einem Falle wissen wir noch nicht Bescheid über diese Verschiebung, nämlich, wenn nach Bohr das eingefangene Elektron nicht eine außen anschließende, sondern eine innen in der Vollendung zurückgebliebene Elektronenbahngruppe vervollständigt. Ob auch da der einfache Wechsel zwischen Dubletspektrum und Tripletspektrum statthat, wie bei den ersten Gliedern jeder Periode, ist noch nicht allgemein bekannt.

Auf dem Satz von der Ähnlichkeit der stationären Energiezustände, welche bei der Einfangung eines bestimmten, z. B. des $m$ten Elektrons durch einen Kern beliebiger Ladung vorkommen, beruht hauptsächlich Bohrs Anordnung der Elektronenbahnen bei den verschiedenen Atomen, wobei allerdings Betrachtungen über die Wechselwirkung der Bahnen und über die Bindungsstärke entscheidend mitsprechen, wenn eine Gruppe bestimmter Quantenzahlen vervollständigt wird. Wenn dieses Bild des Atomaufbaues auch nur soweit sicher erscheint, wie bekannte Spektren zugrunde liegen, so wird es doch auch im übrigen der Wahrheit nahe kommen. Es bietet mit der zurückbleibenden Entwicklung bestimmter Elektronengruppen und

1) E. Lorenser, Beiträge zur Kenntnis der Bogenspektren der Erdalkalien. Messung roter Bogenlinien. Gesetzmäßigkeiten. Diss. Tübingen 1913.

anderen Aussagen eine Handhabe zur experimentellen Forschung für die Spektroskopie und für die Physik und Chemie überhaupt.

III. Term-Multiplizitäten.

Bohrs bisherige Betrachtungen beziehen sich auf die allgemeine Anordnung der stationären Bahnen, welche dem allgemeinen System der Termfolgen eines Seriensystems entsprechen, und auf die Werte der Energie in diesen Bahnen, welche durch die Werte der Terme gegeben sind.

Daneben gibt es eine zweite Gesetzmäßigkeit, welche schon vor Balmer bekannt war durch Mascart 1869 und Hartley 1883, das Gesetz der konstanten Schwingungsdifferenz in Liniengruppen und allgemein die Erscheinung der Liniengruppen, Dublets, Triplets usw. konstanter Schwingungsdifferenz. Bei diesem Phänomen handelt es sich um Gesetze, welche mit wunderbarer Genauigkeit erfüllt sind, wie man von Anfang an festgestellt und um so sicherer erkannt hat, je genauer die Wellenlängenmessungen wurden.

Die Serienanalyse führt diese Gesetze auf multiple Terme zurück. Die Terme einer Folge können 2fach, 3fach usw. sein. Der s-Term ist stets ein einfacher Term, man weiß nicht sicher, aus welchem Grunde. Die übrigen Terme können alle doppelte Werte haben wie in den Bogenspektren der Alkalien oder 3fache wie in den Bogenspektren der Erdalkalien. Im letzten Falle tritt neben dem Tripletspektrum noch ein Seriensystem von Einfachlinien auf, in welchem alle Terme einfach sind.

Die Konstanz der Schwingungsdifferenzen ist nur ein Ausdruck für die Genauigkeit der Kombinationen, also für die scharfe Definition des Wertes der Energie in einer Bahn. Alle Kombinationen zwischen $2p_j$ und irgendeinem anderen Term (*ms. md*; z. B.) haben genau die Differenz $\Delta 2p_j$. Ist der subtraktive Term wieder ein multipler, so gibt es die zusammengesetzten Liniengruppen, welche Rydberg formal geordnet hat. Rydbergs Ordnung wurde der Quantenvorstellung angepaßt durch Sommerfelds Annahme einer 3. Quantenzahl, der inneren und ihrer Auswahlregeln.

Mit den Termdifferenzierungen hängen zusammen die anomalen magnetischen Aufspaltungen der Linien einer solchen Liniengruppe. Die Kombination zweier einfachen Serienterme gibt eine einfache Linie mit normalem Lorentz-Triplet als Zeeman-Typus. Ist ein Term differenziert, so entsteht eine Liniengruppe. Und die anomale Aufspaltung der einzelnen Linien derselben läßt sich, wie Lohuizen zuerst betonte, dadurch beschreiben, daß man jedem Term eine gewisse anomale Aufspaltung im Magnetfelde zuschreibt. Diese schreitet entsprechend einer magnetischen Quantenzahl um gleiche Schritte vor. Die beiden Aufspaltungsbilder der zwei kombinierten Terme kombinieren miteinander nach dafür gültigen Auswahlregeln und geben so den anomalen Zeeman-Typus. Bei der Quantentheorie des normalen Zeeman-Effektes konnten Sommerfeld und Debye noch mit leicht verständlichen Annahmen auskommen. Die Quantenschritte der Termaufspaltung waren durch die Größe der Larmor-Präzession als normale Aufspaltungen gegeben. Die Übergangsregeln für parallel und senkrecht schwingende Komponenten ergaben sich aus dem Satze von Rubinowicz. Für die Gesetze der anomalen Zeeman-Typen fand Landé den formalen Schlüssel, nämlich die richtigen, von der Larmor-Präzession abweichenden Aufspaltungsbilder der einzelnen Terme, aus denen er die beobachteten Typen mit richtigen Intensitäten zu konstruieren lehrte. Diese Deutungen konnten sofort an einigen bisher unverstandenen Liniengruppen verwendet werden.

Der größte Fortschritt gelang Landé neuerdings durch die Entdeckung einer Erweiterung der bisherigen Gesetze, die sich nur auf Singulets und Triplets einerseits und Dublets andererseits erstreckten. An der Hand einer sorgfältigen serienanalytischen und magnetischen Analyse bestimmter Liniengruppen im Bogenspektrum des Chroms durch Frl. H. Gieseler[1]) und weiter an der Hand der von E. Back[2]) magnetisch untersuchten Mangangruppen, welche serienanalytisch von Catalán[3]) erforscht und von Sommerfeld[4]) nach den Regeln seiner inneren Quanten diskutiert waren, gelang es Landé[5]), zu zeigen, daß bei ungerader Valenz die Dublets nur ein Anfangsstadium darstellen, welches sich zu Quartetts, Sextetts und Oktetts usw. fortsetzen kann. Diese treten auf, wenn die ungerade Zahl der äußeren Elektronen eine größere wird. Ebenso sind die Singulets der Anfang bei einer geraden Zahl äußerer Elektronen. Sie setzen sich fort in Triplets, Quintetts, Septetts, Nonets usw. Landé hat die Struktur dieser Multiplets und sämtliche magnetischen Aufspaltungen angegeben und auf wenige einfache Regeln zurückgeführt. Diese Untersuchungen sind im Fortschreiten begriffen. Das genaue Quantenbild, welches diese Gesetze beherrscht,

1) H. Gieseler, Ann. d. Phys. **69**, 147, 1922.
2) E. Back, Zeitschr. f. Phys. **15**, 206, 1923.
3) M. A. Catalán, Phil. Trans. London (A) **223**, 127, 99, 1922.
4) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **70**, 32, 1923.
5) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **15**, 189, 1923.

ist noch unbekannt. Es bleibt zum Verständnis die räumliche Anordnung der Bahnebenen und als korrespondierendes Modell der allgemeinen Mechanik die Präzessionsbewegung um eine Symmetrieachse bei verschiedener Neigung der Bahnebenen.

Danach würde man aus dieser Analyse ein Bild erhalten über die räumliche relative Anordnung der Elektronenbahnen und über die Größe der Drehimpulsmomente des gesamten Atoms und seiner einzelnen Teile: eine wichtige Ergänzung zu der Bohrschen allgemeinen Erörterung der Größe und Energie der Elektronenbahnen.

Schluß.

Vergleicht man den heutigen Stand dieses Gebietes mit dem vor 10 Jahren, so scheint der Fortschritt ein gewaltiger, wie sich ja an dem enorm gewachsenen Interesse an diesen Dingen zeigt. Wir dürfen aber nicht überschätzen. Es sind noch viele wunde Punkte da. Die Theorie steht im vollsten und ungeklärten Widerspruch zur Mechanik und Elektrodynamik. Darüber helfen alle Vermittlungen, wie sie z. B. durch die Einführung des Korrespondenzprinzips durch Bohr und die Adiabatenhypothese von Ehrenfest mit Erfolg versucht wurden, nicht hinweg. Es gibt Tatsachen, aus denen zu folgen scheint, daß die vorhandenen Widersprüche noch durch weitere unbegreifliche Hypothesen vermehrt werden müssen (die Energie des Heliummodells nach Born und Heisenberg, Landés magnetische Aufspaltungsformel der Multiplets). Der Physiker der Tatsachen, wie es der Experimentator meistens ist, wird skeptisch, wenn zugleich eine Reihe neuer Hypothesen eingeführt werden. So sind wohl die Einwände zu verstehen, die ein Forscher wie J. Stark erhebt, der gerade die Quantentheorie durch seine Entdeckungen entscheidend gefördert hat.

Für uns muß es zunächst genügen, wenn Bohr betont, daß die klassischen Lehren der Mechanik für Atomsysteme eben nicht zutreffend sind, und daß man die Mechanik der Atomsysteme nach den Spektralgesetzen aufsuchen und dabei Widersprüche zunächst hinnehmen müsse.

Vom Standpunkte der Tatsachen aus muß man wohl sagen: Die neuen Vorstellungen Bohrs haben so viele und unerwartete Tatsachen zutage gefördert (Deutung aller Phänomene der Einfangung des ersten Elektrons, von *He* II insbesondere, der Ionisationspotentiale, der Funkenspektra, der Kombinationen, der Röntgenspektren, Deutung vieler physikalischer und chemischer Dinge durch den Aufbau der Elektronenhülle des Atoms und anderes), daß sie dadurch schon bleibenden Wert haben. Sie geben weiter eine ungemein reichhaltige Anregung zu systematischer Forschung. Denn wir kennen bisher nur die Spektra der Einfangung der letzten 3 Elektronen je nach Abschluß einer Elektronengruppe. Für das 4. außen ist von Fowler bei Kohle und Silizium ein Beginn gefunden. Vom 5. wissen wir nichts. Für das 6. ist ein Anfang gemacht mit Sauerstoff, Schwefel, Selen und Chrom und für das 7. mit Mangan. Wir werden diese und ähnliche Spektra jetzt zu analysieren haben. Es scheint, daß auch da die ersten allgemeinen Gesetze die Multiplizitäten der Termwerte betreffen, wie es Landés Fund erwarten läßt. Leider währt es lange, ehe eine Seriengesetzmäßigkeit feststehen kann. Man kann sich nicht vornehmen, eine solche zu finden, ja nicht einmal sie zu studieren. Denn man muß erst das Glück haben, irgendeine neue Tatsache zu finden, also eine, wenn auch kleine Entdeckung zu machen, wenn man die Kenntnis erweitern will. Die vielen Forschungen, welche da heute angestellt werden, berechtigen zu der Erwartung, daß neue Resultate, welche Bohr jetzt zum Weiterkommen gebraucht, nicht lange auf sich warten lassen werden. Diese Hoffnung dürfen wir hegen, wenn wir das überall erweckte Interesse an diesen Dingen sehen, wenn besonders in Amerika, England, Petrograd und Kopenhagen, aber auch bei uns durch die großzügige Unterstützung von seiten der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft mit ihrem physikalischen und chemischen Ausschusse und von seiten der Helmholtz-Gesellschaft recht erhebliche Mittel den Experimentatoren für diese Art Atomforschung zur Verfügung gestellt werden, und wenn sogar der Staat hier in Bonn ein großes und reich ausgerüstetes Laboratorium unterhält, in welchem viele interessierte Forscher sich diesen Dingen widmen können.

M. Polanyi (Berlin-Dahlem), Strukturbestimmung mit Hilfe von Röntgenstrahlen.

Es sei zunächst versucht, den Gedankengang der mit Hilfe der „Reflexionsmethode" geführten Strukturanalyse darzustellen, welche bis vor kurzem ausschließlich verwendet worden ist. Nachher sei gezeigt, wie diese Methode durch Verwendung der „Schlichtlinienbeziehung" ergänzt werden kann.

Als Ausgangspunkt dient der Haüysche Begriff des Elementarkörpers, wie er in Fig. 1 zum Ausdruck kommt. Man sieht dort, wie sich ein kubischer Kristall aus seinen ebenfalls

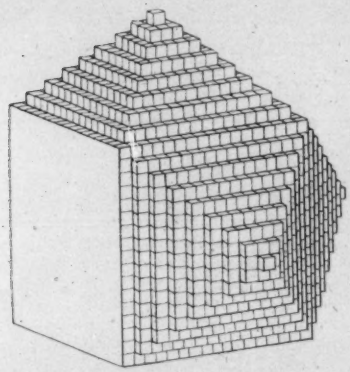


Fig. 1. Haüysche Vorstellung des Kristallbaues (nach F. Rinne).

kubischen Elementarkörpern aufbaut. Nach den drei Richtungen des Raumes findet parallele Aneinanderlagerung der Elementarkörper statt, so daß ihr Aggregat, der Kristall, zum vergrößerten Abbild des Bausteines wird.

Diese Vorstellung gilt ganz allgemein. Jedem Kristall wird ein Gefüge aus Elementarkörpern zugeschrieben, die ein kristallographisches Abbild desselben sind: Ein Parallelepiped, dessen Kantenverhältnis $(A:B:C)$ dem Achsenverhältnis $(a:b:c)$ des Kristalles gleicht, und dessen Kantenwinkel mit den Achsenwinkeln übereinstimmen.

Den Aufbau des Elementarkörpers selbst stellt man sich seit Bravais und v. Groth etwa dem Schema Fig. 2 entsprechend vor. Die durch punktierte Linien abgegrenzten Felder sollen im ebenen Schema die Elementarkörper darstellen. Die verschiedenen kreisförmigen Zeichen sind verschiedene Atome, die in regelmäßiger Anordnung den Kristall aufbauen. Die fehlende dritte Dimension kann man sich beliebig dazu denken, am einfachsten, indem man das Bild zu einem kubischen Kristall ergänzt. Dann stellt es dessen Projektion auf die Würfelfläche dar.

Man erkennt nun, daß die Forderungen der Kristallsymmetrie in bezug auf den Elementarkörper sich nicht auf entsprechende Kantenverhältnisse und Kantenwinkel beschränken, sondern auch die Anordnung der Atome weitgehend vorschreiben.

Nur in einer Anordnung, wie sie die Figur zeigt, kann man aus 3 Atomarten Elementarkörper mit voller Würfelsymmetrie aufbauen: Nämlich mit einer vierzahligen Achse und vier Symmetrieebenen senkrecht zur Achsenebene (vgl. Fig. 3). Nur eine Anordnung, die dem Elementarkörper diese Symmetrien verleiht, befähigt ihn zum Aufbau eines Kristalles von solcher Symmetrie.

Der Elementarkörper ist also ein aus wenigen Atomen gebautes kristallographisches Abbild des Kristalles, das mit allen Symmetrieeigenschaften desselben ausgestattet ist. Andererseits ist er, wie das Bild zeigt, auch kleinster Träger dieser Eigenschaften: Keiner seiner Bruchteile besitzt sie in vollem Maße.

Dieser ersten Definition des Elementarkörpers kann man auf Grund von Fig. 2 noch eine zweite und dritte an die Seite stellen, deren Form den Zwecken der Strukturanalyse besser angepaßt ist.

Denkt man sich das Bild der Fig. 2 im Raume unendlich ausgedehnt, so sieht man, daß jede Parallelverschiebung, welche zwei beliebig ausgewählte Eckpunkte zweier Elementarkörper

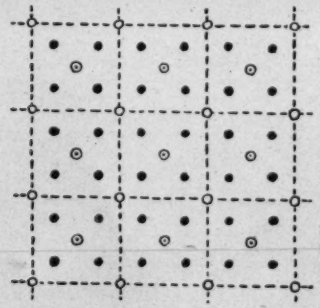


Fig. 2a.

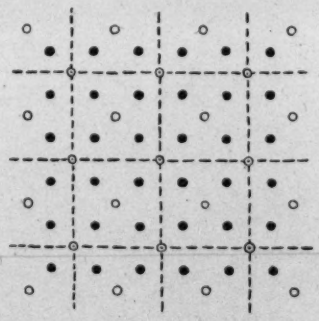


Fig. 2b.

Bau eines Kristalles aus 3 Atomarten, Elementarkörper als quadratische Felder dargestellt.
○ Atomart I; ⊙ Atomart II; ● Atomart III.

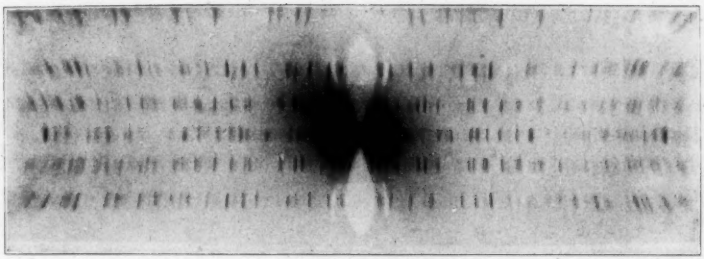


Fig. 8. Drehdiagramm eines Zeolithen (nach J. Böhm).

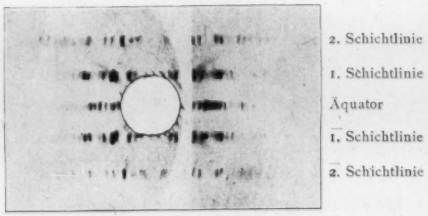


Fig. 9. Drehdiagramm von Triphenylmethan (nach H. Mark).

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

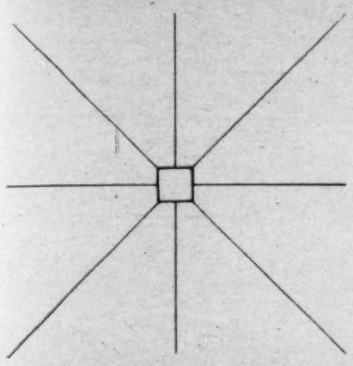


Fig. 3. Volle Würfelsymmetrie: vertikal auf die Zeichenebene eine vierzählige Achse (□) und vier Symmetrieebenen (Spuren eingezeichnet).

ineinander überführt, zugleich das ganze Schema mit sich selbst zur Deckung bringt. Eine solche Operation ist eine „Translation" und die Entfernung, in der man nach einer beliebigen Richtung ausgehend den nächsten Eckpunkt findet, die „Identitätsperiode" nach dieser Richtung.

Aus der Abbildung kann man nun folgende Definitionen des Elementarkörpers ablesen:

Elementarkörper = Parallelepiped (in der Figur Parallelogramm), gebildet durch die Identitätsperioden in Richtung der Kristallachsen (zweite Definition).

und Elementarkörper = Parallelepiped, gebildet aus den drei kürzesten Identitätsperioden (dritte Definition).

Wir werden später sehen, daß der nach der dritten Definition gebildete Elementarkörper nicht immer Träger sämtlicher Symmetrieeigenschaften des Kristalles ist und werden uns in solchem Falle an die zweite Definition zu halten haben.

Streng genommen ist keine dieser Definitionen des Elementarkörpers eindeutig. So könnte man diesen etwa im Beispiel der Fig. 2a auch noch anders abgrenzen, nämlich so, wie es Fig. 2b zeigt. Allerdings bleibt dabei die Form, die Stellung zu den Kristallachsen sowie die Größe des Elementarkörpers unverändert. Es sind eben nur diese drei Eigenschaften des Elementarkörpers von Bedeutung, wogegen die Art seiner Abgrenzung mehr oder weniger unbestimmt bleibt[1]).

Der Elementarkörper erweist sich so als bloße geometrische Konstruktion zur Darstellung des Kristallbaus, und wir werden gleich sehen, daß es nicht einmal die einzige brauchbare Konstruktion ist. Oft ist namentlich für die Strukturbestimmung eine Darstellung vorzuziehen, wie sie Fig. 4 für das in Fig. 2 gewählte Beispiel angibt. Gleichartige und gleichgelegene Atome sind hier durch Geraden, die parallel zu den Kanten des Elementarkörpers laufen, zu je einem Gitter verbunden. Der Kristall erscheint dann als Superposition solcher einfacher Gitter zu einem zusammengesetzten Gitter, und zwar baut er sich aus ebensovielen einfachen Gittern auf, als sein Elementarkörper Atome enthält.

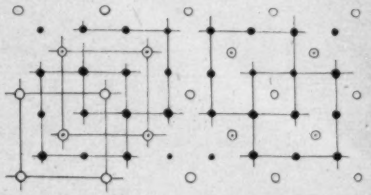


Fig. 4. Dieselbe Atomanordnung, wie in Fig. 2. Jedes Quadrat deutet ein Gitter an. Die Struktur stellt sich als eine Superposition von 3 Gittern dar, und zwar von

1 Gitter der Atome I. Art
1 „ „ „ II. „
4 „ „ „ III. „

Diese Auffassung ist für uns deswegen wichtig, weil die röntgenographische Bestimmung eines einfachen Gitters sehr leicht ist und die Grundlage zur Bestimmung des zusammengesetzten Gitters bildet.

Einige geometrische Beziehungen, die mit dem Gesetz des rationellen Indizes zusammenhängen, sind dabei von Bedeutung. Zu ihrer Darstellung sind in das einfache Gitter der Fig. 5 rationale Geraden (statt Flächen) eingezeichnet, und zwar solche mit den Achsenabschnitten 1 : 1, 2 : 1, 3 : 1. Die Geraden sind so gelegt, daß sie auf der einen (vertikalen) Achse von Gitterpunkten ausgehen, wodurch sie zu Gittergeraden werden. Man erkennt an ihnen zweierlei:

a) Die Entfernung der Nachbaratome auf den Gittergeraden ist umso kleiner, je niedriger die Indizes (Verhältnis der Achsenabschnitte[1])) sind; umso dichter sind sie also belegt.

b) Der Abstand (D) benachbarter paralleler

1) Auch das Vorhandensein von Atomen in den Eckpunkten des Elementarkörpers ist keineswegs notwendig.

1) Auch die (in der Kristallographie als Millersche Indizes verwendeten) reziproken Achsenabschnitte ($h : k : l$) sind niedrig, wenn das Verhältnis der Achsenabschnitte durch kleine ganze Zahlen dargestellt wird.

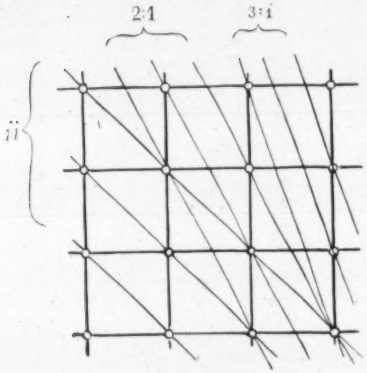


Fig. 5. Einfaches Gitter (aus Fig. 2 bzw. 4). Drei Scharen von Gittergeraden mit Achsenabschnitten 1 : 1, 2 : 1, 3 : 1.

Gittergeraden ist umgekehrt proportional ihrer Belegungsdichte.

Rationale Ebenen (mögliche Kristallflächen) sind also dicht besetzte Gitter-(Netz-)Ebenen mit großem Netzebenenabstand. Das drückt sich auch quantitativ in der Formel aus, die den Netzebenenabstand (D) als Funktion der Kantenlängen (ABC) und -winkel ($\alpha\beta\gamma$) des Elementarkörpers, sowie der kristallographischen Indizes (hkl) der Ebene angibt:

$$\frac{1}{D^2} = k_1 h^2 + k_2 k^2 + k_3 l^2 + k_{12} hk + k_{13} hl + k_{23} kl, \quad (1)$$

worin die k_1, k_2, k_3, k_{12}, k_{13}, k_{23} einfache geometrische Ausdrücke von A, B, C, α, β, γ sind.

Neben der Beziehung (1) brauchen wir zur Gitterbestimmung noch das bereits erwähnte „Reflexionsgesetz" der Röntgenstrahlen. Dieses ist eine von W. H. und W. L. Bragg angegebene Form der Laueschen Interferenzgleichung, die besagt, daß die abgebeugten Röntgenstrahlen so verlaufen, als würden sie von den Netzebenen des Kristalles reflektiert. Und zwar erfolgt diese scheinbare Reflexion im einfarbigen Lichte an jeder Ebene nur unter einigen wenigen bestimmten Einfallswinkeln (γ_1, $\gamma_2 \ldots$), die von der Wellenlänge (λ) und vom Netzebenenabstand (D) der Ebene nach der Formel abhängen:

$$\gamma_{n'} = \arcsin \frac{n' \lambda}{2D} \quad (n' = \text{ganze Zahl}). \quad (2)$$

Insbesondere gilt für einfache Gitter, daß der kleinste Winkel (γ_1), unter dem Reflexion erfolgt, bei $n' = 1$ liegt:

$$\gamma_1 = \arcsin \frac{\lambda}{2D}. \quad (2a)$$

Die Bestimmung eines einfachen Gitters vollzieht sich hiernach recht einfach. Die „Strukturbestimmung" besteht hier lediglich in der Bestimmung der Länge der Elementarkörperkanten A, B, C. Setzen wir α, β, γ und $a : b : c$ $(= A : B : C)$ als kristallographisch bekannt voraus, so genügt offenbar die Bestimmung des D-Wertes einer Ebene (mit bekanntem hkl), um aus Gleichung (1) die gewünschten Längen A, B und C zu berechnen.

Den Wert von D für eine Kristallebene erhält man aber nach (2a) aus einer einzigen Messung, indem man den kleinsten Winkel (γ_1) aufsucht, unter dem eine bekannte Wellenlänge (λ) reflektiert wird.

Eine große Schwierigkeit entsteht nun allerdings durch den Umstand, daß es keine Kristalle gibt, die nur aus einem einfachen Gitter bestehen. Zu den Grundlagen der Strukturbestimmung gehört daher auch noch eine Diskussion der Verwicklungen, die durch Superposition mehrerer einfacher Gitter zu zusammengesetzten Gittern entstehen.

Eine besondere Art zusammengesetzter Gitter, die bei Strukturbestimmungen auf eigene Weise zu behandeln ist, wird durch das Schema in Fig. 6 veranschaulicht. Man sieht dort zwei

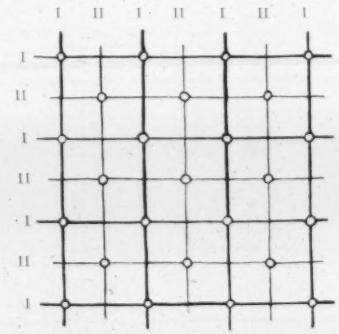


Fig. 6. Zwei einfache Gitter (von der in Fig. 5 gezeigten Art) zu einem Translationsgitter zusammengelegt.

einfache quadratischer Gitter (I und II), deren Punkte mit gleichen Atomen belegt sind, derart ineinandergestellt, daß die Atome des einen Gitters in die Flächenmitten der anderen fallen. Das Charakteristische dieser Art zusammengesetzter Gitter (deren Vorkommen natürlich auf chemische Elemente beschränkt ist) besteht darin, daß jedes Atom völlig gleichartig von den übrigen umgeben ist und man nicht erkennen kann, ob es ursprünglich dem Gitter I oder dem Gitter II angehört hat.

Es ist also hier, ebenso wie im einfachen Gitter, die Verbindungslinie beliebiger Atome eine Identitätsperiode und es sind daher diese zusammengesetzten Gitter, ebenso wie die einfachen Gitter, Translationsgitter.

Es ist klar, daß man nur eine definierte Anzahl von Kombinationen einfacher Gitter zu derartigen „zusammengesetzten Translationsgittern" bilden kann. In der Tat ist von Bravais festgestellt worden, daß es nur folgende sechs Gitter dieser Art gibt:

das kubisch raumzentrierte,
das kubisch allseitig flächenzentrierte,
das tetragonal raumzentrierte,
das rhombisch raumzentrierte,
das rhombisch einseitig flächenzentrierte,
das rhombisch allseitig flächenzentrierte.

In den zusammengesetzten Translationsgittern sehen wir den Fall vor uns (dessen Existenz schon vorhin angedeutet wurde), daß die „dritte Definition" des Elementarkörpers mit der obersten „ersten Definition" in Widerspruch gerät und damit ihre Anwendbarkeit verliert. Man überzeugt sich nämlich leicht, daß hier die kürzesten Identitätsperioden nicht in Richtung der Kristallachsen liegen, sondern die Eckpunkte des Elementarkörpers mit den in den Flächen- bzw. Raummitten gelegenen Atomen verbinden. Die Kanten des Elementarkörpers sind also hier nicht kürzeste, sondern zweitkürzeste Identitätsperioden. Diese Beziehung (die auch für Gitter gültig ist, die durch Ineinanderstellung mehrerer zusammengesetzter Translationsgitter aufgebaut sind) spielt besonders bei Verwendung der „Schichtlinienbeziehung" eine Rolle (s. w. u.).

Wie kann man nun Gitter anders als zu Translationsgittern ineinanderstellen? Offenbar hat man da größere Freiheit, aber doch auch wieder gewisse Einschränkungen. Das Wesen derselben haben wir schon vorhin bei der Fig. 2 erkannt. Sie besteht in der Notwendigkeit, die Eckpunkte der einfachen Gitteratome so anzuordnen, daß der Elementarkörper die Symmetrie erreicht, den der Gesamtkristall besitzen soll.

Ein Rückblick auf das Schema Fig. 2 läßt auch erkennen, daß diese Notwendigkeit einen Zusammenhang schafft zwischen:

1. Grad der zu erreichenden Symmetrie;
2. Anzahl (und Belegungsart) der einfachen Gitter, die man ineinanderstellt (= Anzahl und Art der Atome im Elementarkörper);
3. Lage der Gittereckpunkte (Atome) im Elementarkörper.

Zum Beispiel: In der ebenen Figur kann man die volle Würfelsymmetrie (Fig. 3) nur erreichen, wenn die Anzahl zu kombinierender einfacher Gitter, von einer bestimmten Belegungsart, 1, 2, 4 oder 8 beträgt. Im ersten Fall hat man den Eckpunkt oder den Mittelpunkt zu belegen. Im zweiten den Eckpunkt und den Mittelpunkt. Im dritten müssen die Atome entweder auf den Diagonalen oder auf den Halbierungslinien liegen, und zwar jedenfalls alle im gleichen Abstand von dem Mittelpunkt. Im vierten Fall ist die Lage eines Atomes frei wählbar, die Lage der übrigen dann (im allgemeinen) durch die Symmetrie vorgeschrieben.

Ähnliches gilt in jedem Falle: Zahl und Stellung der einfachen Gitter, die man superponiert, müssen der zu erzielenden Gesamtsymmetrie Rechnung tragen. Durch die Schöpfung von Sohnke und Schönfließ besitzen wir heute in der Raumgruppenlehre ein fertiges Gebäude der dabei maßgebenden Beziehungen. Diese Lehre legt 230 prinzipiell verschiedene Arten fest, nach denen einfache Gitter ineinandergestellt werden können, die 230 „Raumgruppen". Jede Raumgruppe umfaßt gewisse Symmetrieforderungen, deren Einhaltung den Elementarkörper zum Aufbau einer bestimmten Kristallklasse befähigen.

Im Rahmen dieser Forderungen sind allerdings noch gewisse Freiheiten vorhanden, die noch durch zusätzliche Parameter festgelegt werden können. Auch Fig. 4 gibt dafür ein Beispiel, denn man sieht, daß es zur Wahrung der quadratischen Symmetrie zwar notwendig ist, daß die vier mit der Atomart 3 belegten Gitter mit ihren Eckpunkten auf den Diagonalen (oder den Halbierenden) gleich weit von der Flächenmitte liegen, aber diese Entfernung selbst bleibt noch als Zusatzparameter unbestimmt.

Um also eine Struktur zu kennen, müssen wir folgendes wissen:

1. Abmessungen des einfachen Gitters (Elementarkörpergröße);
2. Anzahl der ineinandergestellten einfachen Gitter und Art der Atome in ihren Eckpunkten (Zahl und Art der Atome im Elementarkörper);
3. Raumgruppe, insbesondere, ob etwa zusammengesetzte Translationsgitter (Raum- oder Flächenzentrierungen) vorliegen;
4. zusätzliche Parameter.

Der letzte Punkt kommt allerdings nicht immer in Betracht, da bei einfachen Körpern nach Festlegung der Punkte 1—3 keine Parameter mehr frei bleiben. Wir können auch daher die Bestimmungsweise dieser Parameter zur Kürzung der Darstellung hier beiseite lassen, ohne daß wesentlicher Mangel entsteht; umso eher, da die neuere Entwicklung, über die wir zu berichten haben, keinen Beitrag zu diesem Punkte lieferte. Wir werden uns also lediglich

mit der Bestimmung der Abmessungen, der Zusammensetzung und der Symmetrie des Elementarkörpers zu beschäftigen haben. Als Grundlage dienen dabei wieder die Beziehungen (1) und (2), die den Netzebenenabstand aus Gittergrößen, beziehungsweise den Gleitwinkel der reflektierten Röntgenstrahlung aus dem Netzebenenabstand angeben.

Bei Anwendung dieser Gleichungen zeigt sich allerdings, daß die Sachlage dem einfachen Gitter gegenüber stark verändert ist: Um dies zu sehen, wählt man von den einfachen Gittern, aus denen ein zusammengesetztes besteht, ein beliebiges als Urgitter aus, und denkt sich die anderen als in dieses hineingestellt. Man findet dann, daß die Atome der hineingestellten Gitter neue Netzebenen bilden, die sich zwischen die Netzebenen des Urgitters hineinschieben. So z. B. auch in den Fig. 2 (bzw. 4) und 6, wo zwischen den vertikalen Netzgeraden des als Urgitter aufgefaßten Gitters der Atome I die neuen parallelen Netzgeraden der hineingestellten Gitter vorhanden sind. Um die Gültigkeit der Gleichung (1) zu bewahren, muß man also von diesen neuentstandenen Zwischenebenen absehen und D auch weiterhin ausdrücklich auf die Netzebenen eines einfachen Gitters beziehen.

Auch für die Reflexionsbeziehung ergibt sich Neues: Die Gleichung 2a wird für zusammengesetzte Gitter ungültig. Es gilt hier:

$$\gamma_1 = \arcsin \frac{\lambda}{2D_r}, \qquad (2b)$$

wo D_r (Röntgenperiode), der Abstand gleichbelasteter Ebenen ist, also solcher, dessen Flächeneinheit gleiche Masse trägt. Denkt man sich z. B. in halber Entfernung zwischen den Netzebenen des Urgitters durch Hineinstellung neuer Gitter eine gleichbelastete Zwischenebene hineingeschoben, so würde

$$D_r = \frac{D}{2}$$

werden, und somit der Ausdruck 2b wesentlich von 2a abweichen. Dieser spezielle Fall wäre gerade in Figur 6 realisiert. Die vertikalen Zwischenebenen des hineingestellten Gitters haben dieselbe Belastung, wie jene des Urgitters und halbieren deren Periode.

In solchem Falle sagt man, daß die fragliche Ebene in 1. Ordnung nicht reflektiert, weil die 1. Ordnung durch die Zwischenebene ausgelöscht ist, sie reflektiert nur in 2. Ordnung. Ebenso, wie die 1. Ordnung kann auch die 2. Ordnung usw. durch Zwischenebenen ausgelöscht sein. Es gilt dann eben

$$D_r = \frac{D}{n},$$

wo n eine ganze Zahl ist, wodurch besagt wird, daß die ersten n-Ordnungen der Reflexion (durch $n-1$ Zwischenebenen) ausgelöscht sind.

Daraus folgt aber, daß die Abmessungen des Elementarkörpers durch eine einzige Reflexionsmessung nun nicht mehr gegeben sind. Vielmehr erhalten wir nur einen ganzzahligen Bruchteil dieser Abmessungen, wo die ganze Zahl im Nenner die Ordnung der gemessenen Reflexion bedeutet. Nur wenn man die Ordnungszahl der Reflexion erkennen könnte, wären diese Abmessungen gegeben.

Aber die Kenntnis dieser Zahl ist nicht leicht zu erlangen, denn sie setzt nicht weniger voraus, als ein Bekanntsein der Art, wie die verschiedenen einfachen Gitter ineinandergestellt sind, also des wichtigsten Grundzuges der zu bestimmenden Struktur selbst.

Man umgeht diese Schwierigkeit auf die Weise, daß man eine Reihe von Röntgenperioden (D_r) bestimmt und die nD_r-Werte an Stelle von D in (1) einsetzt. Jede solche Operation liefert einen ganzzahligen Bruchteil

$$\frac{A}{n}(=A_n),\ \frac{B}{n}(=B_n),\ \frac{C}{n}(=C_n)$$

der Achsen und man kann die kleinsten ABC-Werte, aus denen sich die Größen A_n, B_n, C_n als ganzzahlige Bruchteile ableiten lassen, als Kanten des Elementarkörpers betrachten.

Ist man so zu den Abmessungen des Elementarkörpers gelangt, so ist auch dessen Volum und Gewicht gegeben und es bestimmt sich auch leicht Zahl und Art der in ihm vorhandenen Atome. Z. B. muß ein Kristall, der sich aus den Elementen R, S, T nach der Formel $R_l S_m T_n$ zusammensetzt, im Elementarkörper die Atome RST im Verhältnis $l:m:n$ enthalten, also mindestens l Atome R, m Atome S und n Atome T. Die Belegung des Elementarkörpers gibt gleichzeitig Anzahl und Belegungsart der im Kristall ineinandergestellten Einfachgitter an.

So gewinnt man das 1. und 2. Kennzeichen der Kristallstruktur: Abmessung und Zusammensetzung des Elementarkörpers.

Zur Bestimmung des 3. Kennzeichens, nämlich der Raumgruppe, berechnet man aus den nunmehr bekannten ABC mit Hilfe von (1) die D-Werte der einzelnen, durch je ein Indizientriplet (hkl) charakterisierten Ebenen und schreibt zu jedem hkl das entsprechende $\frac{D_r}{D} = n$ hinzu. Diese Zusammenstellung charakterisiert, wie P. Niggli gezeigt hat, die vorhandene Raumgruppe. In seinen Tabellen[1]) kann man direkt

1) P. Niggli, Geometrische Kristallographie d. Diskontinuums. Verlag Gebr. Borntraeger 1919.

die Raumgruppe nachschlagen, die einer bestimmten Zuordnung der n-Werte zu den hkl-Triplets entspricht.

Es läßt sich also im Prinzip ein bestimmter Weg angeben, der auf Grund gemessener Gleitwinkel (bzw. Röntgenperioden) zu den wichtigsten Kennzeichen der Kristallstruktur führt. Die Sicherheit dieses Weges ist umso größer, je mehr Röntgenperioden gemessen werden, stets kann aber das Ergebnis nur dann richtig sein, wenn die Indizes der reflektierenden Ebenen richtig bestimmt worden sind.

Die einzelnen experimentellen Verfahren erfüllen diese Voraussetzungen in verschiedenem Maße:

Man kann die Ebenen einzeln reflektieren lassen, wie es W. H. und W. L. Bragg mit ihrer Drehkristallmethode tun, bzw. Seemann mit dem Röntgenspektrographen, oder man kann nach Debye und Scherrer alle Netzebenen gleichzeitig zur Reflexion bringen, indem man die Substanz in Pulverform verwendet.

Das erstere Vorgehen hat nebst seiner technischen Schwierigkeit den Nachteil, daß man nur wenige als Kristallflächen gut ausgebildete Netzebenen untersuchen kann, das letztere die Schattenseite, daß man von vornherein nicht weiß, zu welchen Netzebenen die einzelnen Reflexionen gehören und deren Indizierung erst durch ein mehr oder weniger sicheres Verfahren herausfinden muß. Ihr Vorteil ist unübertreffliche Einfachheit und weite Anwendbarkeit.

Eine Mittelstellung zwischen Bragg- und Debye-Verfahren bildet die Drehkristallmethode, wie sie von Schiebold (nach Vorarbeiten von Seemann) angewendet worden ist. Durch Drehen des Kristalls im monochromatischen Lichte gelangt die Mehrzahl seiner Netzebenen nacheinander zur Reflexion und erzeugen einen Eindruck auf der Platte, dessen Lage neben dem Glanzwinkel auch noch die Stellung der Ebene zur Drehachse angibt. Das letztere Moment erleichtert sehr die Auffindung der kristallographischen Indizes der reflektierenden Ebene.

Eine neue Art Drehkristallmethode ist kürzlich von Clark und Duane[1]) angegeben worden. Sie ermöglicht ebenfalls Gleitwinkel und Lage der reflektierenden Netzebene gleichzeitig zu bestimmen.

All diese Methoden haben prinzipiell das Gemeinsame, daß sie möglichst viele Röntgenperioden zu messen und eine möglichst sichere Indizierung der reflektierenden Ebenen zu erlangen suchen. Die Serie der zusammengehörigen (hkl) und D_r-Werte, die man so gewinnt, bildet dann stets den Ausgangspunkt der Strukturbestimmung, wobei man sich von dem vorhin erörterten Gedankengang leiten läßt.

1) J. Optical. Soc. of Am. **7**, 455, 1923.

Schichtlinienbeziehung.

Etwas anders geht man vor, indem man bei Auswertung von Drehdiagrammen, Gleitwinkel und Röntgenperioden zunächst beiseite läßt und statt dieser die von Polanyi und Weissenberg[1]) angegebene Beziehung verwendet, die man aus Fig. 7 ablesen kann.

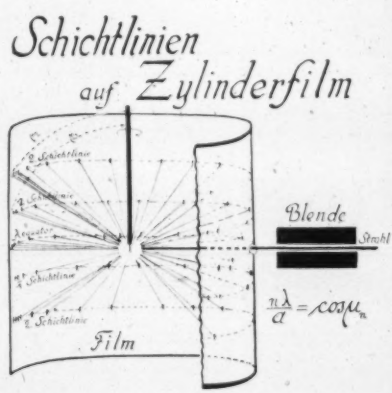


Fig. 7.

Ein monochromatischer Röntgenstrahl fällt hier auf einen kleinen Kristall, der sich in drehender Bewegung um eine vertikal zur Strahlrichtung gestellten Achse befindet. Der Kristall ist so montiert, daß die Achse in Richtung einer Kristallkante fällt oder zumindest in eine rationale Kristallrichtung, also eine mögliche Kante. Während der Expositionsdauer läßt man ein- oder mehrmal herumlaufen.

Die Figur zeigt den Gang der Gesamtheit der Interferenzstrahlen, die von dem Kristall während der einfachen Umdrehung ausgehen. Man erkennt, daß sie alle auf wenigen Kegelmänteln liegen, so daß Kegel- und Drehachse zusammenfallen. Dabei besteht die Beziehung, daß der halbe Öffnungswinkel des n-ten Kegels

$$\mu_n = \arccos \frac{n\lambda}{a} \qquad (3)$$

beträgt, worin a der Identitätsabstand auf der Kante ist, um die gedreht wurde[2]).

1) M. Polanyi, Die Naturw. **9**, 85, 1921; Derselbe u. K. Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **9**, 123, 1921.

2) Diese Beziehung wurde zuerst mit Hilfe des Braggschen Reflexionsgesetzes abgeleitet. P. P. Ewald zeigt in seinem Buche (Kristalle und Röntgenstrahlen,

Die Schichtlinien genannten Linien, in denen die Strahlenkegel den Film oder die Platte treffen, sind bei Verwendung einer zylindrischen Kammer, wie es die Fig. 7 andeutet, Kreise, die bei ebener Entfaltung des Films zu Geraden werden. Bei Plattenaufnahmen erhält man die Linien als Hyperbelschar. Es ist klar, daß die Ausmessung des Abstandes der Schichtlinien zur Bestimmung der μ-Winkel und damit zur Feststellung des Identitätsabstandes a in Richtung der Drehachse führt.

Man hat es demnach auch in der Hand, die Identitätsperioden in Richtung der Kristallachsen, also die Kanten (A, B, C) des Elementarkörpers, direkt auszumessen: Man nimmt hierzu das Schichtliniendiagramm bei Drehung um eine Kristallachse auf und erhält die Länge der einen Elementarkörperkante. Die beiden anderen Kanten ergeben sich nun aus dem Achsenverhältnis.

Allerdings wird man sich auf das kristallographische Achsenverhältnis, das ja streng genommen nur bis auf ganzzahlige Vielfache feststeht, nicht verlassen. Besser ist es, man macht zwei weitere Aufnahmen mit den beiden anderen Kristallachsen als Drehachsen, und mißt so auch die zweite und dritte Kante des Elementarkörpers direkt aus.

Auch das dritte Kennzeichen, nämlich die Raumgruppe, kann man nach Weißenberg bis zu gewissem Grade aus Schichtlinienmessungen erschließen. Es läßt sich feststellen, ob zusammengesetzte Translationsgitter vorliegen und gegebenenfalls deren Art (ob flächen- oder raumzentriert) bestimmen.

Man geht dabei davon aus, daß es bei zusammengesetzten Translationsgittern in Richtung der Flächen bzw. Raumdiagonalen Identitätsperioden gibt, die kürzer sind als die Elementarkörperkanten. Ihre Länge ergibt sich aus diesen Kanten einfach

für Flächenzentrierung zu

$$\tfrac{1}{2}\sqrt{a^2+b^2}\ (\text{bzw. } \tfrac{1}{2}\sqrt{a^2+c^2} \text{ oder } \tfrac{1}{2}\sqrt{b^2+c^2}),$$

für Raumzentrierung zu

$$\tfrac{1}{2}\sqrt{a^2+b^2+c^2}.$$

Man hat also den Kristall in Richtung der Diagonale des Elementarkörpers sowie seiner Seitenflächen auf die Drehachse zu montieren, das Diagramm aufzunehmen und festzustellen, ob die Identitätsperioden in halbem oder in ganzem Betrage auftreten. Im ersten Fall liegt Zentrierung vor, deren Art ebenfalls klar liegt.

Weiter gelangt man bei alleiniger Berücksichtigung der Schichtlinien allerdings nicht. Zur genaueren Raumgruppenbestimmung muß man auf die einzelnen Reflexionen eingehen, die Röntgenperioden und Indizierung der einzelnen Ebenen feststellen und das Ergebnis vom Standpunkt der Nigglischen Tabellen diskutieren.

Der Gleitwinkel einer jeden Ebene ergibt sich elementargeometrisch aus der Lage ihrer Reflexion auf dem Film oder der Platte. Die Auffindung der Indizes $h\,k\,l$ wird durch die Regel vereinfacht, daß entlang einer Schichtlinie der auf die Drehachse bezogene Index konstant und gleich der Ordnungszahl der Schichtlinie ist[1]).

Dreht man also z. B. um die C-Achse, so ist für alle Ebenen, die auf die erste Schichtlinie reflektieren, $l = 1$, für jene, die auf die zweite reflektieren, $l = 2$, usw. (Die Ebenen mit $l = 0$ reflektieren auf den Äquator.)

Indem man dieselbe (durch ihren Gleitwinkel charakterisierte) Reflexion auf einem zweiten Drehdiagramm aufsucht, findet man einen 2. Index, aus der Lage der Ebene zur Drehachse (die man ebenfalls dem Diagramm entnehmen kann) ergibt sich dann der 3. Index.

Zusammenfassend kann man sagen, daß der Vorteil bei Verwendung der Schichtlinienbeziehung darin liegt, daß man, ohne die einzelnen Reflexionen zu indizieren, die Kanten des Elementarkörpers direkt ausmißt, und etwaige Raum- oder Flächenzentrierung nachweist.

Auf diese Weise kann man auch die sehr zahlreichen Körper mit schwierigen Strukturen (große Elementarkörper, niedrige Symmetrie) der Messung zugänglich machen. In Fig. 8 u. 9 (Tafel VIII) sind Drehdiagramme solcher Körper (eines Zeolithen und eines organischen Stoffes) zu sehen. Zufolge der komplizierten Struktur liegen die zahlreichen Linien dicht aneinander und sind schwer zu identifizieren. Die Schichtlinien heben sich dagegen auch hier klar ab und liefern durch ihren deutlich erkennbaren Abstand ein Maß für den Identitätsabstand in Richtung der Drehachse[2]).

S. 268, J. Springer 1923), daß man sofort zu ihr gelangt, indem man sich das Kristallgitter aus linearen Gittern zusammengesetzt denkt. Die von linearen Gittern ausgehenden Interferenzmaxima liegen auf Kegelmänteln, die das Gitter zur Achse haben und deren Öffnungswinkel μ die Beziehung (3) erfüllen.

1) Diese Beziehung ist bereits in den von E. Schiebold geleiteten Dissertationen von L. Berndt, H. Espig und L. Kulaszewski enthalten, die im Herbst 1920 der Sächs. Akad. d. Wiss. im Manuskript vorgelegt wurden. In die 1921 gedruckten Auszüge ist sie nicht aufgenommen worden.

2) Vgl. auch:
H. Mark u. K. Weissenberg, Zeitschr. f. Phys. **16**, 1; **17**, 301; **17**, 347, 1923 (Strukturbestimmung von Harnstoff, Zinntetrajodid, Pentaerythrit, Triphenylmethan, Verwendung der Schichtlinienbeziehung zur Bestimmung von Raum- und Flächenzentrierungen, graphische Aus-

Die Schichtlinien ermöglichen es, auch in solchen Fällen, wenigstens die Identitätsperioden in Richtung der Kanten zu bestimmen, womit sich die Möglichkeit systematischer Elementarkörpermessungen als Weiterführung der kristallographischen Ausmessung und Vorbereitung zur vollständigen Strukturbestimmung ergibt.

Das Röntgenogramm der Fig. 8 verdanke ich Herrn Dr. J. Böhm, jenes der Fig. 9, Herrn Dr. H. Mark. Beiden Herrn sei hier nochmals bestens gedankt.

wertungsmethode). H. Mark u. K. Weissenberg, Zeitschr. f. Elektrochemie 1923, 364. H. Mark u. M. Polanyi, Zeitschr. f. Phys. 18, 73, 1923 (Bestimmung des Gitters, der Gleitrichtungen u. Gleitebenen des weißen Zinns). H. W. Gonell u. H. Mark, Zeitschr. f. physikal. Chemie 1923 (Struktur des Hexamethylentetramins).

W. Wien (München), Über Kanalstrahlen.

Die Strahlen der positiven Elektrizität, welche im Gegensatz zu den bewegten negativ geladenen Elektronen, die wir in den Kathodenstrahlen vor uns haben, immer schnell bewegte chemische Atome sind, haben sich als eines der wichtigsten Hilfsmittel für die Atomforschung erwiesen. Der Name Kanalstrahlen, den sie tragen, ist ihnen nach rein äußerlichen Entstehungsbedingungen beigelegt und geeignet, nicht ihr Wesen zu bezeichnen, sondern unrichtige Gedankenverbindungen zu veranlassen. Die Durchbohrungen der Kathode, die „Kanäle", durch die sie hindurchgehen und jenseits der Strombahn der Elektrizität in verdünntem Gase, als ungestörte Strahlen der positiven Elektrizität auftreten, sind auch jetzt noch die üblichen Quellen für die Erzeugung dieser Strahlen. Läßt man sie durch einen engen Spalt in einen Raum von sehr niedrigem Gasdruck eintreten, so haben wir hier die Materie in einem sonst nicht erreichbaren Zustand der Verdünnung vor uns, in welchem die Atome äußeren Störungen kaum mehr unterworfen sind und ihr Verhalten nur durch ihre inneren Vorgänge bestimmen.

Schon vor einem Vierteljahrhundert habe ich unter damals noch recht unvollkommene Versuchsbedingungen nachweisen können, daß sich die Kanalstrahlen elektrisch und magnetisch ablenken lassen, und daß sich aus diesen Ablenkungen die Geschwindigkeit der bewegten Teilchen und das Verhältnis der elektrischen Ladung zu ihrer Masse, die spezifische Ladung, bestimmen lassen. Für Strahlen, die in einer mit Wasserstoff oder Sauerstoff gefüllten Röhre auftraten, ergab sich für die spezifische Ladung derselbe Zahlenwert, der aus der Elektrolyse für die entsprechenden Ionen bekannt war, sodaß der Schluß gezogen werden konnte, daß die Kanalstrahlen die schnell bewegten Ionen, die elektrisch geladenen Atome des Gases sind.

Bei diesen Beobachtungen wurde auch gefunden, daß neben den positiv geladenen Atomen auch negative Ionen vorkamen, ein zunächst sehr auffallendes Ergebnis, das erst später durch die Auffindung der Umladungsvorgänge geklärt werden konnte.

Die Messung der spezifischen Ladung hat später in England, besonders durch Aston eine wesentliche Verfeinerung erfahren, durch die es ihm gelang, so genaue Bestimmungen des Atomgewichts auszuführen, daß eine große Zahl der chemischen Elemente in ihre Bestandteile, die sogenannten Isotopen, zerlegt wurde, die chemisch nicht unterscheidbar, sich durch verschiedenes Atomgewicht unterscheiden. Die Möglichkeit, so genaue Messungen auszuführen, gelang zunächst durch Ablenkung der Kanalstrahlen in Räumen höchster Gasverdünnung, dann aber durch eine Kompensationsmethode, durch welche die, durch verschiedene Geschwindigkeiten der Kanalstrahlen, bedingte, ungleichmäßige Ablenkung des Strahlenbündels verringert wurde. Bei der gewöhnlichen Erzeugungsart der Kanalstrahlen, bei der der elektrische Strom durch ein verdünntes Gas fließt, ist es nicht möglich zu verhindern, daß Kanalstrahlen verschiedener Geschwindigkeit auftreten. Aston lenkte nun das feine, aus einem engen Spalt tretende Strahlenbündel magnetisch und elektrisch nacheinander in entgegengesetzten Richtungen ab und erreichte hierdurch, daß ein Strahl geringerer Geschwindigkeit, der elektrisch stärker abgelenkt wird als ein schnellerer, durch das folgende Magnetfeld nun auch wieder stärker zurückgelenkt wurde. Allerdings ist eine vollständige Kompensation nicht möglich, weil die magnetische Ablenkung umgekehrt proportional der Geschwindigkeit, die elektrische aber dem Quadrat der Geschwindigkeit ist. Mit dieser Versuchsanordnung, die Aston den Massenspektrographen nennt, weil die abgelenkten Kanalstrahlen auf einer photographischen Platte für die einzelnen Atomgewichte Linien erzeugen, die den Spektrallinien eines Spektrums ähnlich, wenn auch weniger fein sind, konnte er die Isotopen einer ganzen Reihe von chemischen Elementen bestimmen.

Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. Die in der kugelförmigen Entladungsröhre erzeugten Kanalstrahlen treten durch die durchlöcherte Kathode K, gehen durch den engen Spalt S und treten dann in einen Raum, der mit den modernen, von Gaede geschaffenen Pumpen auf der höchsten Luftverdünnung gehalten wird. Die Strahlen gehen dann durch das ablenkende

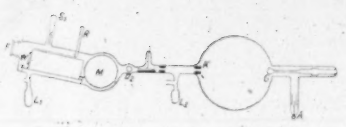


Fig. 1.

elektrische Feld C, das sie nach der einen Seite, weiter durch das magnetische Feld M, das sie nach der entgegengesetzten ablenkt und fallen dann auf die photographische Platte zwischen W und R. Fig. 2 zeigt den Spalt S und das ablenkende Feld C genauer. In

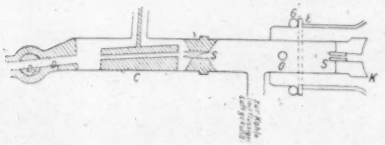


Fig. 2.

Fig. 3 ist eine Astonsche Aufnahme zu sehen, auf der die Zahlen die Atomgewichte der Elemente bezeichnen. Während Aston nun bisher, abgesehen von dem kleinen Unterschied zwischen Wasserstoff und Helium, immer ganze Zahlen für die Atomgewichte fand, was für den Aufbau der Materie aus Helium und Wasserstoff spricht, findet er neuerdings beim Zinn Abweichungen. Man sieht das auf Fig. 3 (Tafel IX), wo die dem Zinn angehörende Isotope 135 nicht in die Mitte zwischen die Xenonisotopen 134 und 136 fällt, sondern nach 134 verschoben ist, ein für die Chemie gewiß bedeutsame Beobachtung. Eine andere Anordnung rührt von Dempster her (Fig. 4). Hier werden die Kanalstrahlen

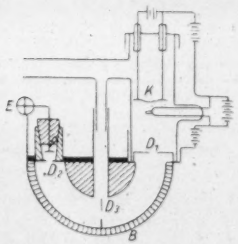


Fig. 4.

in höchster Luftverdünnung durch die ionisierende Wirkung eines glühenden Drahtes erzeugt. Man erhält dann Strahlen von homogener Geschwindigkeit, die durch ein großes Magnetfeld halbkreisförmig gebogen werden. Auseinandergehende Strahlen vereinigen sich an der andern Seite des Halbkreises nahe punktförmig. Mit dieser Anordnung sind die Isotopen des Magnesiums bestimmt.

Das Verhalten der Kanalstrahlen in einem Raum, in welchem noch merkliche Gasreste vorhanden sind, führte zu der Beobachtung der Umladungen.

Der Apparat, mit welchem ich nach meinen frühern qualitativen Beobachtungen, die genauere quantitative Messung durchführen konnte, zeigt Fig. 5. Die aus der Kathode K tretenden Kanalstrahlen gehen durch eine enge Kapillare in eine Röhre, in der durch schnell wirkende Pumpen ein niedriger oder durch Zuströmen eines Gases ein gewünschter höherer Druck erzeugt werden kann. Die Strahlen gehen dann durch zehn hintereinander befindliche Kondensatoren und fallen dann auf eine Thermosäule, durch welche man ihre Stärke messen kann.

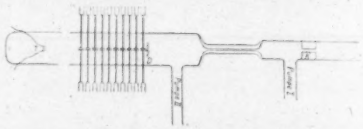


Fig. 5.

Legt man an den ersten Kondensator Spannung, so werden die auf die Thermosäule fallenden Strahlen geschwächt, aber nur bis zu einer bestimmten Grenze. Wenn diese erreicht ist, so hat weitere Verstärkung des Feldes im Kondensator keine weitere Schwächung der Kanalstrahlen mehr zur Folge.

Wenn dann jedoch an einen der weiteren Kondensatoren Spannung gelegt wird, so tritt wieder eine Schwächung auf, die um so größer ist, je weiter diese zweite Kondensator vom ersten entfernt ist. Diese Versuche führen zu folgender Deutung. Der Kanalstrahl besteht aus einem bestimmten Teil geladener und einem solchen ungeladener Atome. Ladung des ersten Kondensators bewirkt Herausnehmen der ersteren durch Ablenkung, während die ungeladenen unbeeinflußt weiter gehen. Auf dem weiteren Wege bilden sich aus den ungeladenen Atomen durch Zusammenstöße mit den Atomen und Molekülen des ruhenden Gases wieder geladene Atome, die dann durch den zweiten Kondensator herausgenommen werden und die um so zahlreicher sind, je größer die nach dem ersten Kondensator durchlaufene Wegstrecke ist. Man kann die Messungen auch quantitativ darstellen durch die Einführung der aus der Gastheorie bekannten Größe der freien Weglänge. Es ist

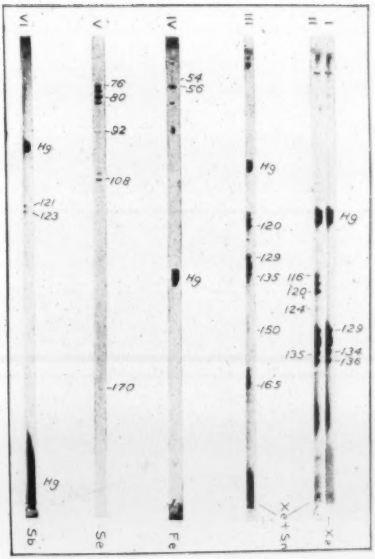

Sb
Sn
Fe
Hg
76
90
92
108
121
123
170
54
56
120
129
135
150
165
116
120
124
129
134
136

Fig. 3.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

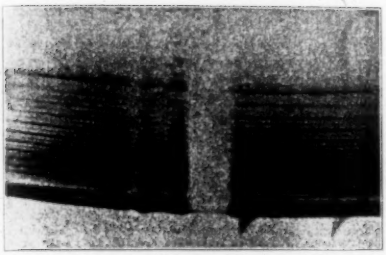


Fig. 10.

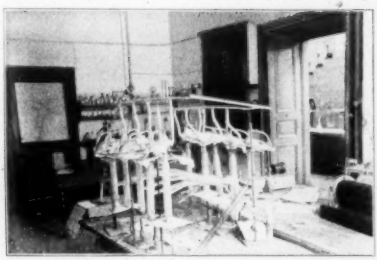


Fig. 11.

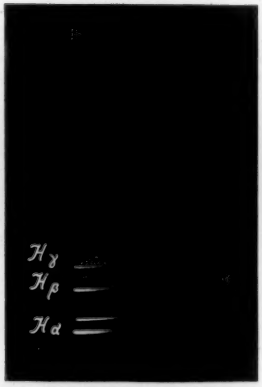


Fig. 15.

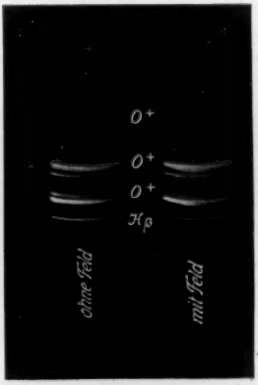


Fig. 16.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

das die Strecke, die ein bewegtes Atom im Mittel zurücklegt, bis es durch Zusammenstoß mit einem ruhenden seinen Ladungszustand ändert. Die freie Weglänge der geladenen Atome ergab sich bei meinen Messungen als erheblich kleiner als die der ungeladenen. Diese Beobachtungen sind nun neuerdings durch Herrn Rüchardt wesentlich verbessert, besonders dadurch, daß er eine Versuchsanordnung benutzte, bei der aus dem Kanalstrahl ein in bezug auf Atomgewicht und Geschwindigkeit homogener Strahl ausgesondert wurde. Den benutzten Apparat zeigt Fig. 6.

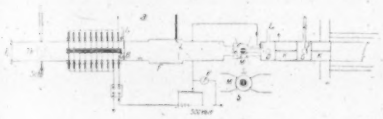


Fig. 6.

Die aus der Kathode K kommenden Strahlen gehen durch den Kondensator S und das an gleichem Ort befindliche Magnetfeld M. An dieser Stelle befindet sich ein Kugelschliff, der gestattet, die weitere Röhre so zu drehen, daß der abgelenkte Strahl gerade durch die zehn Kondensatoren geht und dann auf die Thermosäule Th fällt.

Auf diese Weise läßt sich die freie Weglänge von homogenen Kanalstrahlen bestimmen. Nach diesen Messungen liegen die Verhältnisse zu den Umladungen ziemlich einfach. Es bewährt sich durchaus die Annahme der Zusammenstöße mit den ruhenden Atomen und Molekülen.

Fig. 7 zeigt die Abhängigkeit der reziproken freien Weglänge L_2 der ungeladenen Atome des Wasserstoffs vom Druck. $\frac{1}{L_2}$ verläuft mit zunehmendem Druck durchaus geradlinig, wie es nach der Annahme der Zusammenstöße der Fall sein muß. Denn in demselben Verhältnis wie der Druck nimmt die Zahl der ruhenden Moleküle und damit die Zahl der Zusammenstöße zu. Die Abweichung der Kurve in der Nähe des Nullpunktes hat sich so erklärt, daß auch bei Kühlung mit flüssiger Luft durch Dampfentwicklung aus den Kittstellen und Schliffen des Rohrs ein noch merklicher Dampfdruck im Rohr sich herstellt, der an dem Mac Leodschen Manometer nicht gemessen wird, wohl aber noch Umladungen hervorruft.

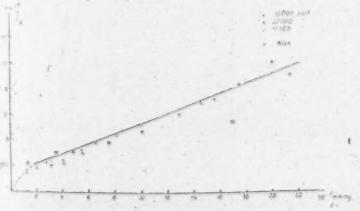


Fig. 7.

Während die Abhängigkeit der Umladungen vom Druck ein so einfacher ist, erweist sich der Einfluß der Geschwindigkeit der Strahlen viel verwickelter. Von besonderem Interesse sind die freien Weglängen der positiv geladenen Wasserstoffatome, die nach der Bohrschen Theorie nur aus Kernen positiver Elektrizität bestehen. Die Größe der freien Weglänge läßt sich dann aus der Bedingung bestimmen, daß ein Elektron von dem Kern dann aufgenommen wird, wenn die kinetrische Energie relativ zu ihm kleiner ist als die potentielle.

Bei der Bewegung der Atome in den Kanalstrahlen durch das Gas hindurch bilden sich immer wieder positive und ungeladene Atome, sodaß sich diese gegeneinander ins Gleichgewicht setzen, das durch die freien Weglängen bestimmt wird. Es bilden sich aber auch negativ geladene Atome, deren Zahl bei Wasserstoff wesentlich kleiner ist als die der positiven. Bei Sauerstoff kann die Zahl der negativ geladenen Atome, die der positiven übertreffen, wenn die Atome durch Quecksilberdampf fliegen. Fig. 8 zeigt Beobachtungen magnetisch abgelenkter Strahlen, die mit Hilfe einer durch das Bündel verschobenen Thermosäule gemacht sind. Man erhält bei dieser Verschiebung eine Energiekurve, aus der man die Stelle des Maximums der abgelenkten Strahlen erkennen kann. Die mit $+$ bezeichneten Punkte entsprechen den positiven, Θ den negativen Atomen. Bei Fig. 8a liegt die Kurve der negativen Atome höher, weil hier der Quecksilberdampf nicht beseitigt war. Ebenso bei Fig. 8b. Hier befand sich

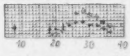


Fig. 8a.

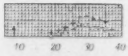


Fig. 8b.

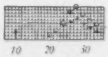


Fig. 8c.

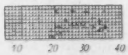


Fig. 8d.

ein Ansatzgefäß in flüssiger Luft, das alle Dämpfe kondensierte mit Ausnahme des Quecksilberdampfs, der aus einem mit Quecksilber gefüllten Gefäß durch den Beobachtungsraum streichen konnte. Bei Fig. 8c und d war auch

der Quecksilberdampf durch Kühlen mit flüssiger Luft beseitigt. Hier liegt nun die Kurve der positiven Atome über der der negativen.

Eine der wichtigsten Eigenschaften der Kanalstrahlen ist die Lichterregung, die bei den Atomen eintritt, wenn sie mit dem ruhenden Gase zusammenstoßen. Daß die bewegten Atome auf ihrem Wege leuchten, ist durch die Auffindung der Dopplerverschiebung der Spektrallinien durch Stark nachgewiesen. Für die Unterscheidung verschobener Linien von unverschobenen hat Rau eine Methode angegeben, die mit größerer Sicherheit erkennen läßt, ob es sich um eine von ruhenden oder von bewegten Teilchen ausgesandte Linie handelt. In der Nachbarschaft des in der Richtung des Pfeiles verlaufenden Kanalstrahls A wird ein Glasstäbchen gebracht, sodaß seine Achse senkrecht zur Richtung des Kanalstrahls steht (Fig. 9).

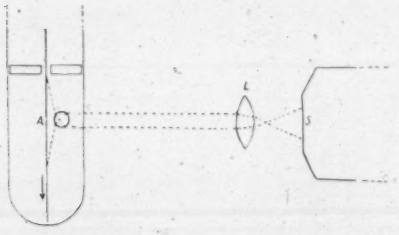


Fig. 9.

Stäbchen und Strahl wird durch die Linie L auf dem Spalt S des Spektrographen abgebildet.

Bei der Strahlenbrechung der Lichtstrahlen in dem Stäbchen kommen nun solche in den Spektrographen, die von verschiedenen Teilen des Kanalstrahls kommen. Ungebrochen durch das Stäbchen geht ein Strahl, der senkrecht auf dem Kanalstrahl steht und die Mitte des Stäbchens durchsetzt. Außerdem gehen aber, wie man aus der Figur sieht, Strahlen in den Spektrographen, die mit der Richtung des Kanalstrahls oder der entgegengesetzten kleine Winkel bilden; diese zeigen Dopplerverschiebungen nach der einen oder der anderen Seite, während der transversal zum Kanalstrahl verlaufende Lichtstrahl keine Verschiebungen zeigt. Die Spektrallinie, die von bewegten Atomen ausgeht, zeigt also keinen geraden Verlauf, sondern einen gekrümmten. Fig. 10 (Tafel X) sieht man am Bandenkopf des Stickstoffbandenspektrums 428 $\mu\mu$ die gekrümmten Teile besonders deutlich, wo sie nach außen gehen, aber auch im Innern der Bande sieht man in dem oberen Teile die Linien gekrümmt. Dieser Teil rührt von den Kanalstrahlen her, die vor der Kathode im Entstehen begriffen sind und Rau hat aus der Tatsache, daß diese Bandenspektren von bewegten Teilchen ausgesandt werden, geschlossen, daß diese geladen sein müssen, da sie sonst nicht durch dies elektrische Feld in Bewegung gesetzt werden könnten.

Mit Hilfe der Kanalstrahlen hat Stark auch seine wichtige Entdeckung der elektrischen Zerlegung der Spektrallinien gemacht. Allerdings dienen die Strahlen nur als experimentelles Hilfsmittel, um die Lichtaussendung in starken elektrischen Feldern zu erzwingen. Die Bewegung der leuchtenden Atome spielt hierbei keine Rolle.

Dies ist aber wieder der Fall bei der elektrodynamischen Aufspaltung der Spektrallinien. Da nach dem elektromagnetischen Grundsatz eine bewegte elektrische Ladung in einem magnetischen Felde eine Kraft hervorruft, die auf die Ladung wie eine elektrische Kraft einwirkt, so muß auch, genau wie in einem elektrischen Felde, eine Aufspaltung der Spektrallinien eintreten.

Fig. 11 (Tafel X) zeigt den von mir benutzen Apparat. Die Kanalstrahlen gehen durch das enge Rohr C zwischen den Polen des Elektromagneten M

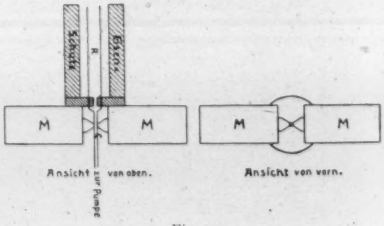


Fig. 11.

hindurch. Ein Pol ist durchbohrt und die durch den einen Magnetschenkel zentral hindurchgehenden Lichtstrahlen fallen auf den Spalt eines Spektrographen, durch den die Veränderung der Spektrallinien untersucht wird. Es zeigte sich, daß bei den Wasserstofflinien, bei denen die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ausreicht, um eine ausreichende Kraft in einem magnetischen Felde von 10000 Gauß hervorzurufen, eine der elektrischen Aufspaltung vollkommen gleiche auftrat. Aus diesem Versuch geht hervor, daß das elektrodynamische Grundgesetz auch für den Vorgang der Lichtaussendung gilt. Das Gesetz läßt sich bekanntlich aus den Maxwellschen Gleichungen mit Hilfe der Relativitätstheorie ableiten. Die spezielle Relativitätstheorie

d. h. die Lorentztransformation, ist so sehr mit der Maxwellschen Theorie verflochten, daß man auch von einer Bestätigung der Relativitätstheorie sprechen kann, obwohl das elektrodynamische Gesetz auch ohne Relativitätstheorie gelten könnte. Denn ein positives Ergebnis des Michelsonschen Versuchs würde der Relativitätstheorie, nicht aber dem elektrodynamischen Gesetz widersprechen.

Mit Hilfe der Kanalstrahlen habe ich auch die Leuchtdauer der Atome messen können. Die durch einen engen kurzen Spalt gehenden Kanalstrahlen treten in einen Raum (Fig. 12) ein, der durch 10 parallel geschaltete Diffusionspumpen (Fig. 13) auf eine möglichst hohe

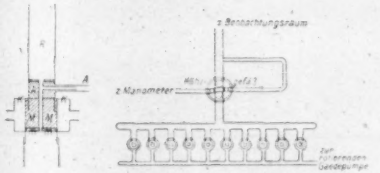


Fig. 13.

Verdünnung ausgepumpt wurde. Die Pumpwirkung ist so stark, daß der Druck in dem Beobachtungsraum nur einige Prozent des Drucks in der Entladungsröhre ausmacht.

Da nun die Lichtaussendung der Kanalstrahlen von den Zusammenstößen mit den Teilen des ruhenden Gases herrührt, so fällt die Lichterregung in genügend hoher Verdünnung praktisch fort und die vor dem Spalt zum Leuchten erregten Atome und Moleküle hören in dem hohen Vakuum allmählich zu leuchten auf. Die Abnahme des Leuchtens auf der Strecke des Strahls zeigt also, in welcher Weise die zeitliche Abnahme der Lichtaussendung des einzelnen Atoms erfolgt.

Die eigentliche Messung erfolgte mit Hilfe der Anordnung Fig. 14. Das Licht eines

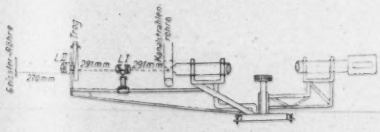


Fig. 14.

kleinen ausgeblendeten Stücks einer mit demselben Gas wie die Kanalstrahlenröhre gefüllten Geißlerröhre wird durch eine Linse L II parallel gemacht, geht dann durch einen keilförmigen Trog, der mit einer absorbierenden Flüssigkeit gefüllt ist, und fällt dann auf die Linse L I, die von einem unmittelbar vor dem Troge befindlichen Vergleichsspalt ein reelles Bild am Orte der Kanalstrahlen entwirft. Derselbe Ort befindet sich an der Stelle des Spalts des Spektrographen, mit dem die spektrale Zerlegung erfolgt. Durch jede Spektrallinie wird ein Bild des Kanalstrahls und des Vergleichsspalts erzeugt. In letzterem ist die Intensitätsabnahme durch die Absorption in dem keilförmigen Trog bedingt und kann durch Änderung der absorbierenden Flüssigkeit oder des Keilwinkels verändert werden. Es kommt nun darauf an, die Abnahme der Schwärzung des Kanalstrahls auf der photographischen Platte und die des Vergleichsspalts einander gleich zu machen (Fig. 15, Tafel X). Da dies in der Tat möglich war, ist nachgewiesen, daß die Intensität des Kanalstrahls nach dem Exponentialgesetz abnimmt. Aus der räumlichen Abklingungskonstanten ergibt sich mit Hilfe der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen die zeitliche.

Als zeitliche Abklingungkonstanten 2α für die Intensität des von einem Atom ausgesandten Lichts haben sich bisher ergeben:

Wasserstoff	I	II	III
$H\alpha$	$6{,}3 \cdot 10^7$		$5{,}7 \cdot 10^7$
$H\beta$	$6{,}1 \cdot 10^7$	$4{,}35 \cdot 10^7$	$5{,}54 \cdot 10^7$
$H\gamma$	$6{,}0 \cdot 10^7$	$4{,}35 \cdot 10^7$	"
Quecksilber			
$\lambda = 435$ . . .	$5{,}3 \cdot 10^7$		
Helium $\lambda = 447$	$5{,}5 \cdot 10^7$		
Sauerstoff			
Funkenlinien .	$6{,}5 \cdot 10^7$		
Stickstoff			
Bandenkopf 428	$3{,}2 \cdot 10^7$		

Diese bei sehr verschiedenen Liniengruppen ausgeführten Messungen zeigen, daß die Abklingungskonstanten für diese nahe gleichen Wert haben, der mit dem aus der klassischen Theorie für $H\alpha$ folgenden Zahlenwert übereinstimmt. Nur der Wert für die Bandenköpfe des Stickstoffs weicht ab. Die Quantentheorie faßt die Abklingung bekanntlich anders auf. Nach ihr handelt es sich um die sogenannte Verweilzeit, während der ein zum Leuchten angeregtes Atom noch verharrt, bevor die Lichtaussendung beginnt. Da eine statistisch verteilte Verweilzeit bei verschwindend kurzer Leuchtzeit eine Abnahme des Leuchtens ebenfalls nach der Exponentialfunktion erzielt, ist eine Unterscheidung zwischen klassischer Abklingung und Verweilzeit nicht möglich. Die Vorgänge der Interferenz führen aber dazu, die Leuchtdauer als endlich anzunehmen. Wenn es sowohl eine endliche Verweilzeit wie Abklingungszeit gibt,

so wird sich darüber auch durch Beobachtungen an Kanalstrahlen eine Entscheidung herbeiführen lassen. Wenn nämlich Kanalstrahlen in ein Gas von verschiedenem Druck eintreten, so muß die von den bewegten Atomen ausgesandte Lichtintensität mit zunehmendem Druck zunächst zunehmen, dann ein Minimum erreichen und später wieder abnehmen, wenn es gleichzeitig endliche Verweilzeit und Abklingungszeit gibt. Ist nur eine von beiden vorhanden, so nimmt die Lichtintensität mit dem Druck bis zu einem Grenzwert zu, den sie für unendlichen Druck erreicht. Mit der Anordnung, die für die Messung der Leuchtdauer verwendet wird, kann auch festgestellt werden, ob die Lichtemission von geladenen oder ungeladenen Teilchen erfolgt. Es muß der Kanalstrahl, bevor er in dem hohen Vakuum abgeklungen ist, in ein elektrisches Feld eintreten. Eine Spektrallinie, die von geladenen Atomen ausgesandt wird, erfährt dann eine Ablenkung. Fig. 16 (Tafel X) zeigt, daß die Balmerserie des Wasserstoffs ($H\beta$) nicht abgelenkt wird, während die Funkenlinien des Sauerstoffs abgelenkt werden. In gleicher Weise zeigt sich die Ablenkung einer Reihe von Stickstofflinien und auch der sogenannten negativen Banden, die hiernach vom positiv geladenen Stickstoffmolekül ausgesandt werden. Da die elektrische Ablenkung nur von der Spannung der Entladungsröhre abhängt, läßt sich durch diese Ablenkung nicht entscheiden, ob wir es mit einfach oder mehrfach geladenen Atomen zu tun haben. Dies kann nur durch magnetische Ablenkung festgestellt werden.

J. Zenneck (München), Die Versuche von Hertz und die drahtlose Telegraphie.

Daß man in Bonn von Heinrich Hertz spricht, brauche ich nicht zu begründen: in Bonn hat Hertz zuletzt gewirkt, hier hat ihn ein grausames Geschick in jungen Jahren der Wissenschaft und den Seinen entrissen. Und wenn ich heute in der Stadt der Wissenschaft an der Schwelle des Industriegebiets von der drahtlosen Telegraphie rede, so geschieht es, um die Wechselbeziehungen zwischen Physik und Technik an einem Beispiele zu zeigen, in welchem die Symbiose zwischen beiden so eng war, wie vielleicht auf keinem anderen Gebiet.

Hertz hat seine Versuche über die elektrischen Wellen mit einer Anordnung gemacht, die Sie in Fig. 1 sehen; der Sender bestand aus einem Metalldraht, der in der Mitte durch eine Funkenstrecke B unterbrochen war und der an seinen Enden je einen Metallkörper C bzw. C' als Kapazität trug. Werden die beiden Hälften

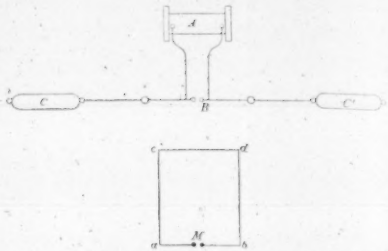


Fig. 1. Aus „Gesammelte Werke", von Heinrich Hertz, Bd. II, S. 43 (J. A. Barth, 1894).

durch einen Induktor A geladen, bis ein Funke an der Funkenstrecke B überschlägt, so entladen sich die beiden Hälften des Senders in Form von elektrischen Schwingungen und der Sender strahlt elektrische Wellen aus. Der Empfänger war ein rechteckiger ($acdb$, Fig. 1) oder kreisförmiger Metalldraht mit einer Unterbrechungsstelle M, an der winzige Fünkchen das Vorhandensein von elektrischen Wellen anzeigten. Die Energie, die dem Sender durch den Funkeninduktor pro Sekunde zugeführt wurde, betrug sicher kein Watt und die Entfernung, auf die Hertz seine Versuche machte, war durch die Länge des Hörsaals von 15 m begrenzt.

Was ist daraus geworden? Fig. 2 [1]) zeigt Ihnen z. B. die Antenne der Telefunken-Großstation

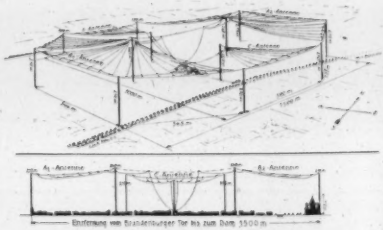


Fig. 2. Antennenanlage in Nauen.

Nauen, deren Schirm eine Länge von ca. 1500 m und eine Breite von ca. 1000 m besitzt, und die von einer Anzahl von Türmen bis zu 260 m Höhe getragen wird. Fig. 3 [1]) stellt die Hochfrequenzmaschine dar, die eine Leistung von 500000 Watt (500 kW.) in die Antenne leitet und sie zur Ausstrahlung von elektrischen Wellen mächtiger Energie veranlaßt. Der Empfänger ist ein

1) Ich verdanke Fig. 2, 3, 4 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken).

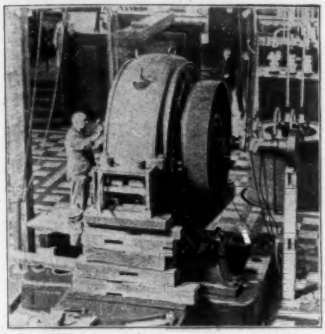


Fig. 3. Hochfrequenz-Generator, Rotor nach rechts herausgeschoben.

Rahmen geblieben, wenn auch von mächtigen Dimensionen — in Fig. 4[1]) ist die Rahmenantenne von Teltow bei Berlin abgebildet —, an der die empfindlichen Empfangsapparate angeschlossen sind. Die Entfernung zwischen

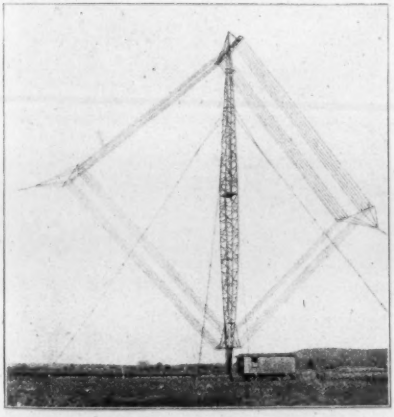


Fig. 4. Aus der „Telefunken-Zeitung" Nr. 18.

Sender und Empfänger beträgt z. B. zwischen der Großstation Nauen und der Gegenstation bei Buenos Aires 12000 km, mehr als den 4. Teil des Erdumfangs.

Auf den ersten Blick scheint es kaum möglich, daß zwischen der einfachen Anordnung von Hertz und diesen Errungenschaften der modernen Hochfrequenztechnik eine Beziehung besteht. Und doch unterscheiden sie sich im Wesen nicht voneinander. Hertz selbst hat bei manchen seiner Versuche den Sender vertikal gestellt. Würde er die eine Hälfte seines Senders, wie es bei den Antennen der drahtlosen Telegraphie (Fig. 6) tatsächlich geschieht, durch eine Erdverbindung ersetzt haben (Fig. 5), so würde er dieselben Wellen erhalten haben mit dem Unterschied nur, daß dieser halbierte Sender auch nur die obere Hälfte seiner Wellen ausgestrahlt hätte; mit einem solchen Sender hat Marconi seine ersten Versuche tatsächlich gemacht. Daß die Kapazität am oberen Ende der jetzt gebrauchten Antennen nicht wie bei dem Sender von Hertz aus einem zylindrischen Metallkörper, sondern aus einem Schirm von Drähten besteht, bedeutet ebenso nur eine Ände-

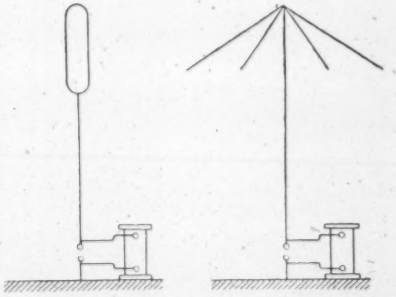


Fig. 5. Fig. 6.

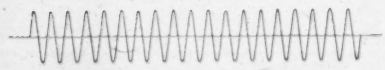
rung der Form, nicht des Wesens. Auch daß bei der Anordnung von Hertz die Schwingungen vom Sender selbst bei seiner Entladung produziert, bei dem Maschinensender von Nauen dagegen durch die Hochfrequenzmaschine der Antenne zugeführt werden, bedingt keinen prinzipiellen Unterschied. Wesentlich ist für die Aussendung der Wellen nur, daß im Sender Hochfrequenzschwingungen vorhanden sind; wie und wo sie erzeugt werden, ist gleichgültig. Trotz der Verschiedenheit in der Erscheinung besteht kein Zweifel, daß die einfache Anordnung von Hertz im embryonalen Zustand die wesentlichen Eigenschaften der modernen Großstation enthielt.

Aber zwischen den Hertzschen Versuchen und der modernen Großstation liegt eine mächtige Entwicklung. Vor allem ein wichtiger Gedanke, der Gedanke, die Hertzschen Wellen als Nachrichtenmittel technisch zu verwenden. Hertz hat seine Versuche aus rein wissenschaftlichen Gründen angestellt, tatsächlich um gewisse Folgerungen aus der Maxwellschen Theorie experimentell zu prüfen. Ihm war es um die reine Forschung zu tun. An eine technische

Verwendung seiner Versuche hat er nicht gedacht, auch dann nicht, als ihm eine solche durch den Brief eines Münchener Ingenieurs Huber nahegelegt wurde. Daß wir eine drahtlose Telegraphie haben, verdanken wir dem Erfindungsgedanken Marconis und der Tatsache, daß er ihn nicht in einem Papierpatent begrub, sondern seine ganze Energie daransetzte, um auf Grund dieses Gedankens und der Versuche von Hertz ein neues Nachrichtenmittel zu schaffen. Es ist eine unter Physikern viel verbreitete Ansicht, daß, wenn eine physikalische Erscheinung einmal bekannt ist, ihre technische Verwendung selbstverständlich sei. Diese Unterschätzung der Idee und der Arbeit des Erfinders scheint mir unberechtigt. Das Wort „selbstverständlich" sollte man auch in diesen Dingen möglichst sparsam verwenden: zwischen den Versuchen Faradays über die Induktionsströme in bewegten Leitern und der ersten Dynamomaschine von Siemens lagen 16 Jahre.

Das Ziel bei der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie war vorgezeichnet: möglichst große Entfernungen zu überbrücken, war die Parole. Daß man dies nicht durch bloße Steigerung der Spannung, mit der man den Sender betrieb, erreichte, davon überzeugte man sich sofort. Man vergrößerte also die Höhe und die Kapazität der Antenne, die letztere, indem man am oberen Ende Drahtgebilde von allen möglichen Formen ansetzte. Wichtig war, daß man sehr bald erkannte, daß die rasch abfallenden, stark gedämpften Schwingungen, wie sie Hertz in seinem Sender hatte (vgl. Fig. 7a),

a. Gedämpfte Schwingungen



b. Ungedämpfte Schwingungen

Fig. 7a u. 7b.

aus den verschiedensten Gründen ungünstig waren, schon deshalb, weil hier nur während eines verschwindend kleinen Bruchteils der Zeit[1]) im Sender überhaupt Schwingungen vorhanden sind. Das Ideal war also von Anfang an, ungedämpfte Schwingungen, ähnlich wie sie die Starkstromtechnik in ihren Wechselstromgeneratoren erzeugt (Fig. 7b), zu verwenden. Die Lösung dieser Aufgabe schien aber zuerst völlig aussichtslos. Hertz, der die Theorie ebenso beherrschte, wie das Experiment, hatte auf theoretischem Wege gezeigt, daß die von einem Sender ausgestrahlte Energie unter sonst gleichen Umständen dem Quadrat der Frequenz, mit der man arbeitet, proportional ist. Sein Sender hatte eine Frequenz von einigen 10000000/sec. Es galt demnach anfänglich geradezu als ein Axiom, daß für die drahtlose Telegraphie nur die höchsten Frequenzen brauchbar seien. Ungedämpfte Schwingungen von diesen hohen Frequenzen herzustellen, dafür fehlten aber alle Mittel. Die Hilfe kam von ganz unerwarteter Seite. Dadurch, daß man die Höhe und die Kapazität der Antenne allmählich vergrößerte, war man automatisch zu immer niedrigeren Frequenzen übergegangen, und es zeigte sich, daß diese niedrigen Frequenzen viel günstiger waren, als die extrem hohen: der Maschinensender von Nauen hat eine Frequenz von nur 24000/sec. Die Theorie von Hertz war nicht unrichtig, aber die Bedingungen für die elektrischen Wellen hatten sich vollkommen verschoben. Hertz hatte seine Versuche auf wenige Meter gemacht; bei der drahtlosen Telegraphie war man schon mit gedämpften Wellen auf Hunderte und Tausende von Kilometern gekommen. Die Wellen von Hertz pflanzten sich wie das Licht geradlinig vom Sender zum Empfänger fort; die Wellen der drahtlosen Telegraphie folgen zum größten Teil der leitenden Erdoberfläche und gehen bis hinauf in die höchsten Schichten der Atmosphäre. Bei den Hertzschen Versuchen war die Energie, die der Empfänger bekam, proportional derjenigen, die der Sender ausstrahlte; bei den Wellen der drahtlosen Telegraphie hängt die Energie, die zum Empfänger gelangt, noch ganz wesentlich davon ab, wieviel davon im Erdboden und in der Atmosphäre absorbiert wird. Und in dieser Beziehung erwiesen sich kleinere Frequenzen günstiger als große, so zwar, daß es für jede Entfernung eine bestimmte günstigste Frequenz gibt, die im allgemeinen um so kleiner wird, je größer die Entfernung ist.

Die Frequenzfrage der drahtlosen Telegraphie hatte auf diese Weise ein ganz anderes Gesicht erhalten. Jetzt konnten beherzte Konstrukteure es wagen, für die Schwingungen, wie man sie in der drahtlosen Telegraphie brauchte, Maschinen zu bauen. Jetzt wurden auch Anordnungen verwendbar, die man als Frequenzwandler be-

1) Im Verhältnis zur Zeitdauer einer Schwingungsgruppe ist die Zeit zwischen auf einander folgenden Schwingungsgruppen bei Sendern, die durch einen Funkeninduktor betrieben werden, außerordentlich viel größer als es Fig. 7a darstellt.

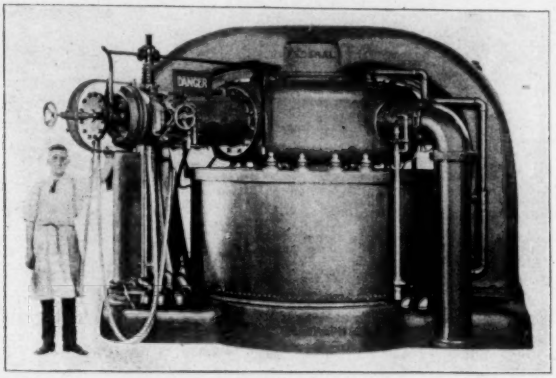


Fig. 8. Aus den Proceedings of the Institute of Radioengineers 7, 483, 1919, mit freundlicher Genehmigung des Herausgebers.

zeichnet und die gestatten, die Frequenz des Wechselstroms, den die Maschine liefert, zu vervielfältigen und die Maschine davon zu dispensieren, mit der Frequenz unbequem hoch zu gehen. So ist der „Maschinensender" entstanden, von dem ich Ihnen denjenigen von Nauen als Beispiel anführte und der tatsächlich mit Frequenzwandlern arbeitet.

Man begnügte sich aber nicht mit dieser einen Lösung der Aufgabe: parallel und unabhängig von der Entwicklung des Maschinensenders ging diejenige des „Lichtbogengenerators". Man hatte längst gewußt, daß man in einem schwingungsfähigen System, wie es eine Antenne darstellt, ungedämpfte Schwingungen erhält, wenn man an die Stelle der Funkenstrecke, von der oben die Rede war (vgl. Fig. 6), einen mit Gleichstrom betriebenen Lichtbogen einschaltet. Aber die Frequenzen, die sich auf diese Weise erzielen ließen, reichten lange nicht in das Gebiet, auf das man sich am Anfang der drahtlosen Telegraphie kaprizierte. Für die niedrigeren Frequenzen, die man später als günstiger erkannt hatte, gelang es V. Poulsen durch Verwendung einer wasserstoffhaltigen Atmosphäre, in die er den Lichtbogen setzte, einen brauchbaren Lichtbogengenerator zu bauen. Einen solchen der Federal Telegräph Company für eine Leistung von 1000 kW. stellt Fig. 8 dar.

Zuletzt trat noch ein ganz neuer Generator für ungedämpfte Schwingungen auf den Plan: der „Röhrensender", der auf der Verwendung der sogenannten „Elektronenröhren" beruht, Röhren, über die in den letzten Jahren soviel geschrieben und geredet wurde, daß ich mir ein Eingehen darauf ersparen kann.

So war die Aufgabe, den Sender mit ungedämpften Schwingungen zu speisen, auf 3 ganz verschiedenen Wegen gelöst worden, dieselbe Aufgabe, an deren Lösung man am Anfang kaum zu denken gewagt hatte.

Auch beim Empfänger ist man natürlich nicht bei der anfänglichen Hertzschen Anordnung stehen geblieben. Viel empfindlicher zeigte sich der sogenannte „Coherer", dessen wirksamer Bestandteil Metallkörner waren. Er mußte dem längst nicht so launenhaften und viel empfindlicheren „Kristalldetektor" weichen und schließlich ist auch er durch die Elektronenröhre, die nicht nur einen vorzüglichen Hochfrequenzgenerator, sondern auch einen Verstärker der elektrischen Schwingungen und den empfindlichsten Detektor für dieselben abgibt, verdrängt worden. Hand in Hand damit ging die Entwicklung von Empfängerschaltungen, die zwar etwas komplizierter als die ursprünglichen Anordnungen, aber dafür auch viel wirksamer waren.

Was bei dieser Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in die Augen fällt, ist die außerordentliche Mannigfaltigkeit von physikalischen Erscheinungen, die dabei ausgenützt wurden. Bei den Frequenzwandlern sind es gewisse magnetische Eigenschaften des Eisens, beim Lichtbogengenerator die merkwürdige Beziehung, die beim Lichtbogen zwischen Strom und Spannung besteht — sogenannte fallende Charakteristik —, bei seiner Wasserstoffatmosphäre die große molekulare Beweglichkeit des Wasserstoffs. Zum Kristalldetektor hatten alte Versuche von F. Braun geführt, aus denen hervorging, daß manche Kristalle als Leiter dem Ohmschen Gesetz nicht folgen, sondern je nach der Stromrichtung sich ganz verschieden verhalten. Die Elektronenröhre als Generator

und Verstärker beruht auf einer Erscheinung, die man aus rein wissenschaftlichen Gründen längst studiert hatte, der aber früher gewiß niemand eine große technische Zukunft prophezeit haben würde: der Elektronenemission aus glühenden Metallen und der Steuerung der Elektronen durch ein elektrisches Feld. Bei der Elektronenröhre als Detektor machte man außerdem noch von der Ventilwirkung von Hochvakuumröhren mit einer glühenden und einer kalten Elektrode Gebrauch. Zum Betrieb der Elektronenröhren, die eine verhältnismäßig hohe Gleichspannung erfordern, zog man alle möglichen Gleichrichter herbei. Zur Herstellung von brauchbaren Elektronenröhren, die ein extrem hohes Vakuum verlangen, holte man aus der Physik alle die Mittel heran, die man dort für Vakuumarbeiten ausgebildet hatte: die verschiedenen Gaedeschen Quecksilberpumpen und flüssige Luft. Vergleicht man mit dieser vielseitigen Ausnützung physikalischer Erscheinungen und Hilfsmittel in der drahtlosen Telegraphie z. B. die Entwicklung des Dynamo- und Transformatorenbaus in der Starkstromtechnik, bei dem man schließlich doch nur von den Induktionsgesetzen und den magnetischen Eigenschaften des Eisens Gebrauch macht, so tritt der Unterschied zwischen beiden Entwicklungen scharf hervor. Der Grund ist wohl der, daß bei der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie mit ihren vielseitigen Aufgaben von Anfang bis heute Physiker in starkem Maße mitgewirkt haben und mitwirken konnten, während bei der Starkstromtechnik die Probleme sich bald so sehr spezialisiert hatten, daß sie sich dem Interesse und den Fähigkeiten des Physikers entzogen.

Ich habe diese kräftige Mitwirkung der Physiker nicht deshalb betont, um damit den Technikern einen kleinen Hieb zu versetzen. Es würde dies wenig angebracht sein bei Besprechung eines Gebiets, das gerade durch die verständnisvolle Zusammenarbeit von Physikern und Technikern groß geworden ist. Die Arbeit des Ingenieurs war bei der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie genau so unentbehrlich, wie diejenige des Physikers. Kein Physiker würde imstande sein, die große Hochfrequenzmaschine oder den großen Lichtbogengenerator, die ich Ihnen vorhin im Bilde vorführte, zu bauen oder eine Großstation im Betrieb zu halten. Und wenn heute die Sende- und Empfangsapparate der drahtlosen Telegraphie eine hübsche und handliche Form haben und im Betrieb sicher funktionieren, wenn man sich heute nicht mehr damit begnügt, daß die Sache überhaupt „geht", wenn man vielmehr einen guten Wirkungsgrad verlangt und erreicht, so ist das in erster Linie das Verdienst des Ingenieurs. Der Physiker hatte die Übersicht über die Hilfsmittel, die zur Lösung der verschiedenen Aufgaben zur Verfügung standen; er stellte die prinzipiellen Fragen, die dabei auftraten, experimentell oder theoretisch klar. Bei der praktischen Anwendung und der konstruktiven Durchbildung setzte die Arbeit des Ingenieurs ein.

Ebenso bemerkenswert wie der Einfluß der physikalischen Forschung auf die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie ist die Rückwirkung der letzteren auf die Physik. In den „Fortschritten der Physik" vom Jahre 1897, dem Jahre, in dem Marconi seine ersten erfolgreichen Versuche machte, waren die Arbeiten über elektrische Schwingungen in dem Kapitel mit der Überschrift „Allgemeine Theorie der Elektrizität und des Magnetismus" referiert, im Jahre 1903 tritt ein besonderes Kapitel „Schnelle elektrische Schwingungen" auf, das im Jahre 1908 10 Proz. des Abschnitts „Elektrizität und Magnetismus" einnimmt. Das ist ein zahlenmäßiger Ausdruck für die Anregung, die die Physik durch die Entwicklung der Hochfrequenztechnik erhalten hat. Eine große Reihe von experimentellen Arbeiten und theoretischen Untersuchungen auch über rein wissenschaftliche Fragen auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen und Wellen würde sicher nie unternommen worden sein, hätte die drahtlose Telegraphie nicht auf sie geführt. Die neue Technik hat aber an die Physik nicht nur Fragen gestellt, sondern ihr auch experimentelle Hilfsmittel geliefert, die sich für alle möglichen physikalischen Arbeiten bewährt haben. Ich brauche nur an den „Wellenmesser" zu erinnern, der heute ebenso wie die Wheatstonesche Brücke zum Handwerkszeug jedes physikalischen Instituts gehört und mit dem die Messung nicht nur von Wellenlängen bzw. Frequenzen, sondern auch diejenige von Kapazitäten, Selbstinduktionskoeffizienten, Dekrementen beinahe ein Vergnügen geworden ist, oder an die Verstärkerröhren (Elektronenröhren), deren Gebrauch beim Nachweis und der Messung extrem schwacher Effekte heute den Physikern ebenso geläufig geworden ist, wie das Spiegelgalvanometer. Und noch eine Rückwirkung auf die Physik will ich nicht übergehen — ich hoffe, daß ich heute, wo uns die Sorge ums tägliche Brot näher gerückt ist als sonst, mich nicht dem Vorwurf des Realismus aussetze —, die Rückwirkung, daß durch die drahtlose Telegraphie eine Menge unserer jungen Mitarbeiter eine Lebensstellung voll interessanter wissenschaftlicher und technischer Probleme gefunden hat.

Selbst über die Physik im gewöhnlichen Sinn hinaus hat die drahtlose Telegraphie befruchtend

gewirkt. Sie stellt eine Energieübertragung auf viele Tausende von Kilometern dar, auf Entfernungen, gegen die auch die längsten Überlandleitungen nur Linienelemente sind. Die Wellen, die einst durch den Hörsaal von Hertz begrenzt waren, durchfluten heute die ganze Atmosphäre unserer Erde bis hinauf zu den höchsten Höhen. Der große Einfluß, den die Atmosphäre auf die Ausbreitung dieser Wellen ausübt, erlaubt umgekehrt einen Schluß auf den Zustand dieser Atmosphäre. Ich gebe zu, daß die Auswertung der Erfahrungen, die auf diesem Gebiete gemacht wurden, noch längst nicht zu eindeutigen Ergebnissen geführt hat. Aber gerade in den letzten Jahren ist doch auch hier eine Menge Interessantes zutage gekommen.

Ich kann meine Ausführungen nicht schließen, ohne noch ganz kurz auf eine Errungenschaft der letzten Zeit hinzuweisen. Hertz hatte (vgl. Fig. 9) außer den schon anfangs erwähnten

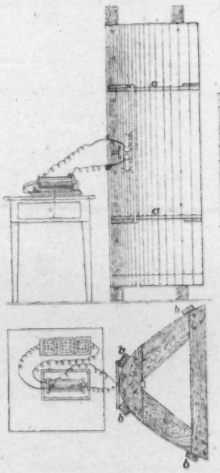


Fig. 9. Aus „Gesammelte Werke", von Heinrich Hertz, Bd. II, S. 196 (Leipzig, J. A. Barth, 1894).

Versuchen auch noch andere angestellt, bei denen er einen Sender von sehr kleinen Dimensionen in der Brennlinie eines metallischen Parabolspiegels aufstellte, und hatte nachgewiesen, daß man mit dieser Anordnung die elektrischen Wellen genau so in eine bestimmte Richtung dirigieren kann, wie das Licht aus einem großen Spiegelscheinwerfer. Dieser Versuch hat auf die Erfinder in der drahtlosen Telegraphie stets dieselbe Anziehungskraft ausgeübt, wie das perpetuum mobile in der Mechanik. Mit solchen Spiegeln konnte man ja die Wellen der drahtlosen Telegraphie nur in einer bestimmten Richtung ausstrahlen und vermied so den Nachteil der gewöhnlichen drahtlosen Telegraphie, deren Wellen sich nach allen Richtungen ausbreiten und in jeder Richtung abgefangen werden können. Die Erfinder waren sich dabei nur über eines nicht klar geworden, daß die Bedingung für die Wirkung eines solchen Spiegels die ist, daß seine Dimensionen mindestens ungefähr gleich der Wellenlänge der Senderwellen sein müssen. Da die kürzeste Wellenlänge, mit der man in der modernen drahtlosen Telegraphie normalerweise überhaupt noch arbeitet, etwa 300 m ist, — sie entspricht einer Frequenz von 1 000 000/sec — und die meist gebrauchten Wellen viel länger sind — die Frequenz der Großstation Nauen von 24 000/sec bedeutet eine Wellenlänge von 12 500 m —, so müßten diese Spiegel eine solche Größe haben, daß an ihren Bau kaum gedacht werden kann. Unter den Fachleuten galt es deshalb als ausgemacht, daß der Spiegelversuch von Hertz, so interessant er wissenschaftlich war, für die Praxis wirklich keinen Wert habe. Heute telephoniert man[1]) auf eine Entfernung von 150 km mit einem Sender, der sich genau wie bei den Versuchen von Hertz in der Brennlinie eines Spiegels — allerdings aus Drähten — befindet. Dabei hat dieser Spiegel durchaus keine unbequeme Größe. Aber der Sender hat außerordentlich kleine Dimensionen, infolge davon sehr kurze Wellenlänge, nur etwa 15 m, entsprechend einer Frequenz von 20 000 000/sec. Dazu wird er auch noch mit ungedämpften Schwingungen von verhältnismäßig bedeutender Energie (300 Watt) betrieben. Ermöglicht ist das worden durch den obengenannten Röhrensender, der ungedämpfte Schwingungen von dieser außerordentlich hohen Frequenz ebenso leicht liefert, wie Schwingungen von nur wenigen tausend Perioden pro Sekunde, und der die ganze Frequenzfrage vollkommen verschoben hat. So hat auch dieser Spiegelversuch von Hertz seine praktische Verwendung gefunden. Ganz gleichgültig, ob diese Art der drahtlosen Telegraphie oder Telephonie sich bewähren wird oder nicht, eines scheint sie zu zeigen: es gibt nichts in der Physik, was keinen praktischen Wert hat.

1) Versuche der Marconi-Gesellschaft.

BESPRECHUNGEN.

Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen. Fünfte umgearbeitete und vermehrte Auflage in zwei Bänden mit einem Bildnis. XVI und 1695 Seiten. Berlin, Julius Springer. 1923. Gz. geb. M. 106.—

Am 13. Mai 1913 ist auch der zweite der beiden Begründer dieses Tabellenwerkes, R. Börnstein, der den physikalischen Teil der ersten vier Auflagen redigierte, aus dem Leben geschieden. Sein Bildnis schmückt den ersten Band dieser fünften Auflage. An seine Stelle trat Karl Scheel, der gemeinsam mit Walther A. Roth, dem Nachfolger H. Landolts, die Herausgabe besorgte.

Aber auch die Schar der Mitarbeiter hat manche Veränderung erfahren. Ausgeschieden sind deren 20: Th. Albrecht-Potsdam, K. Bädeker-Jena, W. Böttger-Leipzig, G. Bruni-Padua, A. Denizot-Lemberg, F. Dolezalek-Berlin, H. Greinacher-Zürich, W. Heuse-Berlin, A. Heydweiller-Rostock, W. Hinrichsen-Berlin, L. Holborn-Berlin, G. Just-Berlin, G. Leithäuser-Hannover, J. D. van der Plaats-Utrecht, Th. Posner-Greifswald, O. Sackur-Breslau, C. Sandonnini-Padua, K. Scheel-Berlin, A. Stirm-Leipzig und H. F. Wiebe-Berlin. — Neu hinzugetreten sind 33 Mitarbeiter: R. Baumann-Stuttgart, H. Behnken-Charlottenburg, C. F. Bonhoeffer-Berlin, H. Cassel-Berlin, H. Dember-Dresden, A. Eucken-Breslau, P. P. Ewald-Stuttgart, R. Fürth-Prag, W. Gerlach-Frankfurt, L. C. Glaser-Würzburg, R Glocker-Stuttgart, W. Grotrian-Potsdam, H. Grüß-Berlin, H. v. Halban-Würzburg, F. A. Henglein-Danzig, O. Hönigschmid-München, L. Holborn-Charlottenburg, R. Jaeger-Berlin, M. Jakob-Charlottenburg, W. Kossel-Kiel, R. Ladenburg-Breslau, O. Liesche-Hannover, K. Lübben-Berlin, W. Metzener-Berlin, St. Meyer-Wien, F. Paschen-Tübingen, R. Sahmen-Berlin, W. O. Schumann-Jena, W. Seitz-Aachen, S. Skraup-Würzburg, B. Wanach-Potsdam, G. Wentzel-München und L. Zipfel-Berlin. Im ganzen beträgt die Anzahl der Mitarbeiter 63 gegen 53 der letzten Auflage.

Nachdem bald nach Beendigung des Weltkrieges eine lebhafte Nachfrage nach dem im Buchhandel vergriffenen Werke durch einen mechanischen Neudruck der im Jahre 1912 erschienenen vierten Auflage notdürftig befriedigt worden war, haben sich die Herausgeber bemüht, in dieser fünften Auflage das Buch nicht nur im alten Sinne weiterzuführen, sondern es auch, insbesondere entsprechend der seit 1912 gewachsenen Einsicht in den Feinbau der Materie, auszugestalten.

Bedenkt man, daß die Physik um die Jahrhundertwende ihren Aufschwung nahm, und daß die letzte Auflage des Landolt Börnstein aus der Mitte dieser Epoche stammt, so ist leicht einzusehen, daß das ungeheure Anwachsen des Materials eine tiefgreifende Umordnung des Stoffes erforderlich machte. Eine strenge Trennung nach Chemie und Physik war weder beabsichtigt noch durchführbar. Immerhin findet man im ersten Bande die wichtigsten chemischen Grundkonstanten und die wichtigsten Eigenschaften der gebräuchlichen anorganischen und organischen Verbindungen sowie der Mineralien, während der zweite Band mit den wichtigsten Konstanten der Atomphysik beginnt, an die sich optische, elektrische und thermische Daten anschließen. Auf den Ausbau des alphabetischen Registers ist großer Wert gelegt worden. In einem besonderen Verzeichnis findet man Hinweise auf die Eigenschaften der meist benutzten anorganischen und organischen Stoffe.

Es würde zu weit führen, wollte man in einer Besprechung alle stofflichen Umstellungen anführen. Es seien nur einige derselben erwähnt. Es war dank der Fortschritte, die die Isotopenforschung gemacht hat, durchaus das Gegebene, Atomgewichte und Radioaktivität in ein Kapitel zusammenzufassen. Ebenso zweckmäßig war es, Konstanten der Gasionen aus dem Kapitel „Radioaktivität" der vierten Auflage herauszuziehen und die dort gegebenen Tabellen über elektrisches Elementarquantum, Verhältnis von Ladung zu Masse, Beweglichkeit, Diffusionskoeffizienten und Wiedervereinigungskoeffizienten der Ionen in verschiedenen Gasen dem neuen Kapitel „Atomphysik, Spektrum" zuzuweisen. Ebenso wurden „Die erdmagnetischen Verhältnisse in West- und Mitteleuropa" aus dem alten Kapitel „Magnetismus" in der neuen Auflage zu einem Kapitel „Erdkonstanten, Schwerkraft, Geographische Lage, Erdmagnetismus" zusammengefaßt, während die mit dem entsprechenden Kapitel der alten Auflage verschmolzene „Reduktion gemessener Drucke" in der Neuauflage ein Kapitel „Reduktionen für Wägungen und Drucke" für sich bildet. Beispielsweise wurde ferner das alte Kapitel „Kältemischungen und Erzeugung konstanter Temperaturen" aufgeteilt: die „Kältemischungen" finden sich jetzt im Kapitel „Schmelz- und Erstarrungserscheinungen bei zwei und drei Stoffen; Legierungen", die „Fixpunkte für thermometrische Messungen" unter dem Kapitel „Thermometrie und Joule-Thomson-Effekt", die „Herstellung konstanter Temperaturen durch Siedenlassen von Flüssigkeiten" und die „Heizflüssigkeiten" stehen jetzt im Kapitel „Sättigung und Reaktionsdrucke". Weiterhin kamen „Elektromotorische Kräfte galvanischer Ketten", „Thermoelektrische Kräfte von Metallen", „Dielektrizitätskonstanten", welche in der alten Auflage je ein Kapitel für sich bildeten, zweckmäßigerweise in der neuen Auflage in das Kapitel „Elektrizität, Elektrochemie". Die „Entladungs-(Funken-)Spannungen in Gasen", die in der alten Auflage ebenfalls ein Sonderkapitel darstellten, stehen jetzt in dem neuen Kapitel „Atomphysik, Spektrum". Ebendort finden sich auch die „Wellenlängen und Spektralbezirke des gesamten Spektrums", die „Stärksten Absorptionslinien des ultravioletten und sichtbaren Sonnenspektrums", die „Stärksten Absorptionslinien des Sonnenspektrums im äußersten Rot und Ultrarot" sowie die „Optischen Serienspektren einiger Elemente". Daß diese Abschnitte aus dem folgenden Kapitel „Optik, Absorption, Reflexion, Brechung", dem sie in der alten Auflage angehörten, herausgezogen wurden, hat wohl seinen Grund in dem Wunsche, das Kapitel „Atomphysik, Spektrum" als Sonderabdruck erscheinen zu lassen. Ob diese Anordnung für das Gesamtwerk die richtige war, sei dahingestellt. Letzten Endes ist das nur eine rein äußerliche Frage. Wer den Landolt-Börnstein oft befragt, weiß sehr bald, wo er nachzuschlagen hat; im Notfall hilft der Index.

Was nun die Vermehrung des Stoffes anbelangt, so zeigt sich schon rein äußerlich in der Zunahme der Tabellenzahl von 283 der vierten auf 338 der fünften Auflage und im entsprechenden Anschwellen der Seitenzahlen von 1313 auf 1695 die gewaltige Arbeit, die auch hier geleistet wurde. Neu hinzugekommen sind an Tabellen eine große Anzahl Abschnitte des Kapitels „Atomphysik, Spektrum", näm-

lich: „Planckscher Wirkungselement", „Strahlungskonstanten", „Ultrarote Wellenlängen", „Anregungs- und Ionisierungsspannungen ein- und mehratomiger Gase und Dämpfe", „Zahlenwerte der Terme von Spektralserien", „Absorption und Zerstreuung von Röntgenstrahlen", „Kristallstrukturen", „Kathodengefälle der Glimmentladung", „Durchgang von Elektronen durch Materie", „Langwellige Grenze der lichtelektrischen Wirkung" und „Resonanzwellenlängen der selektiven lichtelektrischen Wirkung". Von neuen Tabellen in anderen Kapiteln seien nur erwähnt: „Isotope", „Isotopengemische", „Altersbestimmung von Mineralien aus ihrem Helium- und Bleigehalt", „Zähigkeit kolloidaler Lösungen und Suspensionen", „Zähigkeit verflüssigter Gase", „Brechungsexponenten geschmolzener Salze bei 400° C", „Nachweis der nichtwässerigen Lösungen, deren Leitfähigkeit gemessen ist", „Volumen einiger Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken und Temperaturen", „Volumen und Ausdehnungskoeffizient einiger organischer Flüssigkeiten bei verschiedenen Drucken und Temperaturen unterhalb 0°" u. a. m.

Die Aufgabe, das in der Literatur vorliegende Zahlenmaterial möglichst vollständig zu bringen und doch nur solches einzubeziehen, das als völlig gesichert gelten kann, wurde naturgemäß durch die Folgeerscheinungen des Krieges, namentlich durch das Beschaffen der fehlenden, ausländischen Literatur, in hohem Maße erschwert. Im allgemeinen sei gesagt, daß man überall auf Erweiterungen der Tabellen stößt. Ob im Einzelfalle die Auswahl richtig getroffen und alles Wichtige nachgetragen wurde, vermag nur der Spezialist zu entscheiden. Stichproben, die von seiten des Ref. vorgenommen wurden, zeigen z. B. an den Tabellen über Röntgendaten und Kristallstrukturen, daß zum wenigsten innerhalb dieses Teilauschnittes die Aufgabe als glänzend gelöst gelten kann. Befremdlich ist, daß bei den „Spezifischen Gewichten" die aus den Strukturbestimmungen mit Hilfe der Röntgenstrahlen folgenden Daten mit wenigen Ausnahmen weggelassen wurden, obgleich sie vielleicht die genauesten Werte darstellen, die wir für die Dichten haben. Auffällig ist auch, daß — wie ein Vergleich der alten und der neuen Auflage lehrt — die von Martens bearbeiteten, 55 Seiten umfassenden Abschnitte über Brechungsindizes und optische Konstanten praktisch einen Abdruck der alten Auflage darstellen; was neu dazu kam, ist verschwindend wenig. Auch die Literaturzitate verweisen fast auf nichts Neues. Hier hat offenbar eine gegen neuere Arbeiten sehr kritische Feder gewirkt — oder die Beschaffung der Literatur stieß, trotz Berlin, auf zu große Schwierigkeiten.

Die Drucklegung des Werkes muß schlechthin als mustergültig bezeichnet werden. Was auch hier für liebevolle Detailarbeit geleistet wurde, lehrt der Vergleich beider Auflagen: Fast alle — auch dem Inhalte nach unveränderten Teiltabellen — wurden in anderen Buchstaben gedruckt, wodurch Raum gewonnen und die Übersichtlichkeit gehoben wurde. Auch hat die Zahl der Kurven zugenommen. Der Einband ist ebenso vorzüglich wie vor dem Kriege.

Alles in allem stellt das Werk ein Dokument deutscher Tatkraft und Leistungsfähigkeit dar. Es wird nicht nur der deutschen Wissenschaft unentbehrlich sein, sondern seinen Weg um die Welt finden.

Hans Küstner.

P. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. 2. verbesserte Auflage. gr. 8°. 228 S. m. 33 Abb. Berlin, Julius Springer. 1923. Gz. geh. M. 8.50.

Vor einiger Zeit ist die erste Auflage (1921) des Pringsheimschen Buches an dieser Stelle von H. Sponer besprochen worden. Knapp 2 Jahre nach Erscheinen der 1. liegt nun die 2. verbesserte Auflage vor. Dem günstigen Urteil in der früheren Besprechung kann vollauf beigepflichtet werden. Weit davon entfernt, nur die große Fülle von Beobachtungen zusammenzustellen, gibt Pringsheim vielmehr einen knappen und doch vollständigen Abriß des bisher Erreichten und wird darüber hinaus zum Wegweiser für die weitere Forschung. Ohne Übertreibung wird man sagen können, daß manchem Beobachter die volle Bedeutung seiner Beobachtungen und ihr weiterer Zusammenhang mit anderem erst aus dem Pringsheimschen Buch klar geworden sein wird. Auch dort, wo man sachlich anderer Auffassung ist als der Verfasser, wirkt seine Darstellung unbedingt anregend.

In der 2. Auflage sind 61 neue Arbeiten der letzten 2 Jahre zu den in der 1. Auflage verarbeiteten 266 hinzugekommen. Kein Kapitel ist völlig unverändert geblieben. Wichtige Fortschritte knüpfen beispielsweise an die Namen Franck (sensibilisierte Fluoreszenz, Stöße zweiter Art usw.), Pringsheim (Jodfluoreszenz, Widerlegung der photochemischen Theorie), Tiede (neue Phosphorgruppen, Beseitigung der Schmelzzusätze), Weigert (Polarisation des Fluoreszenzlichtes), Wood (Beeinflussung der Fluoreszenz durch fremde Gase, Leuchtdauer, Polarisationsverhältnisse, *Hg*- und *Cd*-Banden). Seit Niederschrift der 2. Auflage sind abermals viele neue Beobachtungen veröffentlicht, auch wendet die Forschung sich diesen Fragen in immer noch steigendem Maße zu, wir dürfen also wohl in absehbarer Zeit auf eine 3. Auflage dieses vorzüglichen Buches hoffen.

B. Gudden.

T. Levi-Civita und U. Amaldi, Lezioni di Meccanica Razionale. VII u. 471 S. Bologna, N. Zanichelli. 1922.

Das vorliegende Buch ist aus dem Unterricht entstanden und verfolgt hauptsächlich didaktische Zwecke. Wegen der Vollständigkeit der Bearbeitung der verschiedenen Lehren und der Klarheit in der Darlegung der Grundgedanken, wird das Buch auch als Nachschlagewerk, sowohl für den reinen Wissenschaftler als für den Techniker, sich als sehr nützlich erweisen. In dem vorliegenden ersten Band werden folgende Kapitel behandelt: Vektorentheorie — Kinematik des Punktes — Kinematik der starren Systeme — Relativbewegung — Ebene starre Bewegung — Allgemeines zur Systemkinematik — Grundbegriffe und Postulate der Mechanik — Einheiten und Homogenität — Modelle — Reibungswiderstand und Punktstatik — Geometrie der Massen — Die Newtonsche Anziehung — Reaktionsprinzip und Gleichgewichtsbedingungen eines Körpers — Statik der festen Körper — Statik der gegliederten Systeme, der Faden und der Stäbe — Prinzip der virtuellen Verrückungen und allgemeine Statik — Relatives Gleichgewicht.

E. Fermi.

Berichtigung

zu der Arbeit: „Zur Theorie der Elektrolyte. II." Von P. Debye u. E. Hückel.

S. 315: In den Formeln (36) und (36') muß es statt $\frac{2}{\delta}$ und $\left(\frac{2}{\delta}\right)^3$ durchweg $\frac{1}{\delta}$ bzw. $\left(\frac{1}{\delta}\right)^3$ heißen.

S. 315: In der Formel (37) fehlt rechts der Faktor η.

S. 316: In der vierten Zeile nach Formel (46) muß es richtig heißen: Weiter werde der Leitfähigkeitskoeffizient f_λ definiert durch den Ansatz

$$\frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} = 1 - f_\lambda,$$

so daß $1 - f_\lambda$ wie üblich die relative Änderung .....

S. 317: Die Formel (48'') für w_2 lautet richtig:

$$w_2 = \sqrt{\frac{\sum \nu_i z_i^2}{\nu}} \quad \text{statt} \quad w_2 = \sqrt{\frac{\nu_i z_i^2}{\nu}}.$$

S. 323: In Formel (59) muß durchweg k statt K gesetzt werden.

In dem Heft 15, S. 327 des laufenden Jahrganges der Physikalischen Zeitschrift habe ich das Buch von P. Lertes: „Die drahtlose Telegraphie und Telephonie" besprochen. Infolge eines Versehens des Verlages ist dort die zweite Auflage angegeben, was ich beim Lesen der Korrektur nicht bemerkt habe. Gemeint habe ich die erste Auflage. Wegen dieses Versehens, sowie wegen der Form der Kritik, die nach Mitteilung der Redaktion nicht üblich ist, bitte ich den Verfasser und die Leser um Verzeihung.

Berthold.

Tagesereignisse.

Preisausschreiben! Dem unterzeichneten Herausgeber der „Physikalischen Zeitschrift" ist von Freunden der Physik im Auslande ein Betrag zur Verfügung gestellt worden, aus dem gute deutsche physikalische Arbeiten mit Preisen ausgezeichnet werden sollen. Nach Wunsch der Stifter sind dabei in erster Linie Arbeiten von jüngeren Göttinger Physikern zu berücksichtigen. Die Beurteilung der Arbeiten wird von einem Kuratorium, bestehend aus den Herren Born, Debye, Franck, Pohl und Reich, ausgeführt. Vorläufig sind vier Preise zu etwa je 100 Schweizer Fr. vorgesehen. Berücksichtigt werden solche Arbeiten, die zwischen dem 1. Juli 1923 und dem 1. April 1924 in einer deutschen Zeitschrift veröffentlicht sind.

gez. M. Born.

Übernahme von photometrischen Registrierungen durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

Photographisch-photometrische Registrierungen, wie sie von dem Physikalischen Institut der Universität Hamburg gemäß der Mitteilung[1]) vom Dezember 1921 vorgenommen werden, führt nunmehr, soweit das Übersetzungsverhältnis 1 : 1 in Frage kommt, die Physikalisch-Technische Reichsanstalt aus. Der hierfür durch das Entgegenkommen der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft der Reichsanstalt zur Verfügung gestellte Komparator[2]) ist der gleiche, wie er in der genannten Mitteilung unter Nr. 2 beschrieben ist; er dient für die Photometrie von Röntgenspektrogrammen, Absorptionsspektren von Farbstoffen usw.

Die Prüfungsgebühren für eingesandte Platten oder sonstige Objekte werden vorläufig nach der zu der Arbeit verbrauchten Zeit berechnet.

Die Ausführung von mikrophotometrischen Registrierungen mit dem Übersetzungsverhältnis 1 : 8 und 1 : 47 (vgl. l. c.[1]) erfolgt nicht in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, sondern kann nach näherer Vereinbarung bis auf weiteres im Physikalischen Institut der Universität Hamburg ausgeführt werden.

Charlottenburg, Hamburg, im Oktober 1923.

Der Präsident der Phys.-Techn. Reichsanstalt	Der Direktor des Phys. Instituts der Universität Hamburg
Nernst.	P. P. Koch.

1) Zeitschr. f. Phys. **8**, 1922 ohne Seitenzahl; Ann. d. Phys. (4) **66**, 497, 1921; diese Zeitschr. **23**, 105, 1922; Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, 41, 1923; Zeitschr. f. wiss. Photogr. **22**, 120, 1923; Zeitschr. f. Elektrochemie **28**, 151, 1922; Zeitschr. f. physikalische Chemie **101**, 323, 1922.

2) F. Goos, diese Zeitschr. **22**, 648, 1921.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Belgrad Dr. Alexander Lerre für anorganische und organische Chemie.

Ernannt: Dr. George Jaffé an der Universität Leipzig zum planmäßigen a. o. Professor der mathematischen Physik ebenda, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Graz Dr. Franz Faltis zum a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Wien, das wissenschaftliche Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für physikalische Chemie Dr. Herbert Freundlich zum Honorarprofessor an der Universität Berlin, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Gustav Hüttig zum Abteilungvorsteher und ord. Professor für anorganische und analytische Chemie an der Universität Bonn, der frühere Leiter des Telegraphentechnischen Reichsamts in Berlin, ord. Honorarprofessor an der Technischen Hochschule daselbst Geh. Oberpostrat Dr. Karl Strecker zum ord. Honorarprofessor der Elektrotechnik an der Universität Heidelberg.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Robert Wintgen zum ord. Professor der Chemie an der Universität Köln.

Gestorben: Der frühere Privatdozent für allgemeine Chemie an der Technischen Hochschule München und spätere Professor für Chemie an der Industrieschule Kaiserslautern Dr. Joseph Plöchl, der frühere Leiter der Münchner Lehr- und Versuchsanstalt für Photographie Dr. Georg Heinrich Emmerich, der Dozent für Physik an der Technischen Hochschule Berlin und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Geh. Regierungsrat Professor Dr. Leo Grunmach, der ord. Honorarprofessor der Technischen Hochschule Berlin und stellvertretender Vorsitzender des Aufsichtsrats der Siemens-Halske A.-G., früherer ord. Professor der anorganischen und Experimentalchemie an der Universität Kiel Geh. Regierungsrat Dr. Carl Dietrich Harries, der Physikerchemiker Professor Herbert Mc Leod in Richmond.

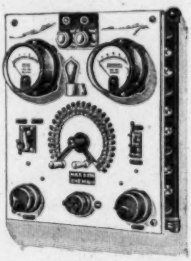
Gesuche.

Physiker, Dr. phil.

sucht Stellung in Industrie oder als Assistent an einem Institut. Kenntnis des Geschäftsbetriebs (Bankfach) und der englischen Sprache. Gefl. Angebote unter **S. H. 627** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2, erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz



50471. Experimentier-Schalttafel Type A_1, 110 Volt, 30 Amp.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.

Ich kaufe ältere Jahrgänge und auch einzelne Hefte vom

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

und erbitte Angebote möglichst mit Preisangabe.

S. Hirzel in Leipzig, Königstraße 2.

Ich kaufe ältere Jahrgänge und auch einzelne Nummern der

Physikalischen Zeitschrift

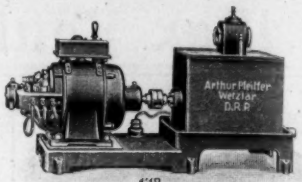
und erbitte Angebote möglichst mit Preisangabe.

S. Hirzel in Leipzig, Königstrasse 2.

Pfeiffer's

Haupt-Erzeugnisse

Liste E einfordern



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
D. R. P. angem. ganz aus Stahl

1:20

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Doppel-Pendelgleichrichter
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet

$^1/_{05}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.

Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.